VISIT…

LANZAROTE
Caliente.COM

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
АСТРОНОМИЧЕСКИЙ СОВЕТ

Д.Д.МАКСУТОВ

АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОПТИКА

ВТОРОЕ
ИЗДАНИЕ



ЛЕНИНГРАД
«НАУКА»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1979

УДК 522.2

Астрономическая оптика. М а к с у т о в Д. Д. Л., «Наука», 1979. 395 стр.

Книга чл.-корр. АН СССР Д. Д. Максутова «Астрономическая оптика», изданная в 1946 г., давно стала библиографической редкостью. Между тем она продолжает использоваться оптиками-вычислителями, астрономами-профессионалами и любителями. Книга содержит два раздела: общие вопросы астрономической оптики (теория аберраций, физическая оптика, увеличение телескопа, применение телескопа для визуальных и фотографических наблюдений) и оптику телескопов (преломление и отражение, линзовые, зеркальные и зеркально-линзовые объективы, окуляры). Второе издание дополнено биографией Д. Д. Максутова, перечнем его работ и изобретений и подстрочными примечаниями. Лит. — 28 назв., ил. — 186, табл. — 76.

Р е д а к ц и о н н а я к о л л е г и я:

Р. Е. Гершберг, Н. В. Мерман,
Н. Н. Михельсон (*отв. редактор*), М. А. Соснина

М $\frac{20405-551}{055(02)-79}$ 97-79. 1704050000.

© Издательство «Наука», 1979 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ [К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ]

В связи с предстоящим в недалеком будущем восстановлением и новым строительством отечественных обсерваторий заметно оживился интерес к вопросам астрономического приборостроения. После войны наши астрономы получат возможность проектировать и осуществлять астрономические инструменты, которые должны соответствовать последнему слову науки и техники; только тогда, на протяжении ближайших десятилетий, можно будет надеяться успешно разрешать наиболее актуальные проблемы современной астрономии.

Конструкция инструментов должна быть весьма тщательно продумана, а их изготовление должно быть первоклассным по точности; в противном случае они родятся на свет устаревшими или очень скоро устареют, а нужно помнить, что постройка каждого значительного астрономического инструмента — это длительное, трудоемкое и дорогое предприятие, составляющее крупное научно-техническое событие в истории астрономии.

Между тем литература по данному вопросу, и особенно литература отечественная, достаточно бедна, а ее разбросанность затрудняет доступ к ней читателя.

Среди книг и статей, посвященных астрономическому приборостроению и родственным с ним вопросам, одни слишком сложны и специальны, другие поверхностны и легковесны, третьи явно устарели.

Единственное исключение представляет собой блестящая книга А. Данжона и А. Кудера «Линзы и телескопы» (A. D a n j o n et A. C o u d e r. Lunettes et telescopes), вызывающая восхищение как своим содержанием, так и стилем изложения. Но, во-первых, она не всегда доступна нашему читателю, а, во-вторых, ставя перед собой более широкие задачи, она поневоле недостаточно полно излагает вопросы астрономической оптики в узком смысле слова.

Исходя из этих соображений, Гостехиздат по рекомендации Астрономического совета Академии наук СССР поручил мне на-

писать настоящую книгу, предоставив на это весьма ограниченные сроки и объем.

Уложившись в сроки, я вышел за пределы намеченного объема и все же чувствую, что изложил не более половины того материала, который был бы полезен читателю «Астрономической оптики». В будущем этот пробел следовало бы восполнить.

Такое переиздание книги в расширенном объеме будет полезным еще и потому, что критика товарищей по оружию позволит выправить недочеты и пробелы первого издания, которых, я не сомневаюсь, найдется немало. Но сейчас время не ждет, и нужно спешить с изданием руководства к предстоящим восстановительным работам.

Книга «Астрономическая оптика» содержит в себе две части: «Теория изображения» и «Оптика астрономических приборов». Вопросам технологии и контроля астрономической оптики будет посвящена отдельная книга.

При написании книги я часто пользовался, как это увидит читатель, материалами Данжона и Кудера. Много полезного я извлек из «Теории оптических приборов» А. И. Тудоровского, материалов Вычислительного бюро ГОИ и других литературных и устных источников. Наконец, в значительной части я использовал собственные новые исследования и вычисления и свои работы прошлых лет.

Настоящая книга рассчитана на более широкий круг читателей, нежели это следует из ее заглавия: она может быть полезной не только астроному-профессионалу и астроному-любителю, но и оптику заводскому или лабораторному, конструктору и вычислителю, а также, в качестве вспомогательного пособия, студенту, изучающему курс оптики.

Основная цель книги — содействовать росту астрономического приборостроения в нашей стране.

Д. Максутов

25 января 1944 г.,
г. Йошкар-Ола

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Первое издание книги чл.-корр. АН СССР Д. Д. Максутова «Астрономическая оптика» вышло в 1946 г. Это было время начала восстановления разрушенных войной отечественных астрономических обсерваторий, время бурного развития нашей оптической промышленности, время, когда миллионы людей возвращались с фронтов к мирному труду и к мирным увлечениям. В эти годы среди любителей астрономии вновь проснулся интерес к изготовлению телескопов своими руками, а для специалистов было необходимо иметь квалифицированное пособие.

Книга Д. Д. Максутова удовлетворяла интересам и ученых-оптиков, и работников промышленности, и любителей. Написанная простым и ясным языком, полная готовых рецептов для расчета той или иной оптической системы, иллюстрированных отдельными конкретными примерами, полная своеобразия, оригинальных суждений, основанных на огромном многолетнем опыте и необыкновенной интуиции, книга «Астрономическая оптика» быстро нашла своих читателей и очень скоро стала библиографической редкостью.

Со времени первого издания прошло более 30 лет. Несмотря на то что за это время теория оптических систем, методы расчета и собственно оптические системы претерпели большое развитие, книга Д. Д. Максутова практически не устарела. Спрос на нее не исчез. В начале 60-х годов Д. Д. Максутов думал о переработке и переиздании книги «Астрономическая оптика», но преждевременная смерть 12 августа 1964 г. оборвала жизнь выдающегося оптика нашего времени. Замысел остался только замыслом.

Читатель, будь это любитель астрономии или высококвалифицированный оптик-расчетчик, ждет переиздания ставшей уже классической книги Д. Д. Максутова. И вот она вновь выходит в свет. Пожелаем ей такого же успеха, какой имело первое издание!

Настоящее издание практически не отличается от первого. Издание дополнено биографическим очерком Д. Д. Максутова и списком его научных работ и изобретений. Исправлены опечатки, имевшиеся в первом издании, внесены отдельные подстрочные примечания.

Редакционная коллегия

Д. Д. МАКСУТОВ

(1896—1964)

Дмитрий Дмитриевич Максутов широко известен в СССР и за рубежом как ученый-оптик и изобретатель в разных областях астрономического приборостроения.

Д. Д. Максутов родился в 1896 г. в Одессе, в семье моряка. Рано заинтересовавшись астрономией, он с 12—13 лет приступает к изготовлению первого рефлектора диаметром 180 мм. Вскоре, познакомившись со статьями известного русского оптика А. А. Чикина, ставшего его учителем, он изготовил значительно более совершенный рефлектор диаметром 210 мм и начал серьезные астрономические наблюдения. Труды юного астронома и оптика получили известность.

В возрасте 15 лет его выбирают членом Русского астрономического общества. Этим избранием астрономическая общественность России по достоинству оценила рано проявившееся дарование юного ученого.

По-настоящему научная деятельность Д. Д. Максутова развернулась с 1920 г., когда он был приглашен в Ленинградский оптический институт для работы по астрономической оптике. В 1921 г. обстоятельства вынудили Д. Д. Максутова переехать в Одессу, где он продолжал работы по астрономической оптике в Одесском государственном физическом институте. Здесь начинается научная деятельность Д. Д. Максутова в области теории астрономического приборостроения. В 1923 г. Д. Д. Максутов, еще ничего не зная о работах Кретьена, Шварцшильда и Кудера, рассмотрел общие свойства двухзеркальных оптических систем и нашел ряд апланатических комбинаций, причем описанные до него варианты двухзеркальных систем являются лишь частными случаями найденного им общего решения. За десятилетие, с 1920 по 1930 г., Д. Д. Максутовым был сделан ряд изобретений и опубликованы труды, из которых отметим такие, как «Минимальное и максимальное увеличение телескопа» и «Однолинзовый окуляр без разности хроматического увеличения». В это же время им были изобретены и запатентованы зеркальный микрообъектив и фотогастрограф.

С 1930 г. Д. Д. Максутов снова в Государственном оптическом институте в Ленинграде. По предложению акад. Д. С. Рождественского он организует и возглавляет лабораторию астрономической оптики, которая явилась средоточием астрономического приборостроения в Советском Союзе. Основным направлением его работ являлось изобретение новых оптических инструментов, усовершенствование контрольных оптических методов, изготовление уникальных оптических изделий высокой точности и создание школы мастеров-оптиков высокого класса.

Однако и теоретической работе Д. Д. Максутов уделял немало времени. Его по-прежнему интересовали апланатические двухзеркальные системы. Это научное исследование было тщательно разработано, полностью закончено в 1932 г. и вышло в свет в виде большого труда «Анаберрационные отражающие поверхности и системы и новые способы их испытания». Апланатическим системам Д. Д. Максутов уделял большое внимание и в последующие годы своей научной деятельности.

Война прервала его работы над практическим внедрением апланатических телескопов в астрономию. По системе Д. Д. Максутова был построен лишь один рефлектор для Ереванской обсерватории, имеющий диаметр 400 мм и относительное отверстие 1 : 3.2. В той же работе (1932 г.) Д. Д. Максутов впервые описывает компенсационный метод исследования зеркал, предложенный им еще в 1924 г. Все последующие годы Д. Д. Максутов продолжал совершенствовать этот метод, имеющий особенно большое практическое значение для изготовления больших зеркал современных телескопов. Компенсационный метод впервые практически был применен в крупном масштабе при изготовлении 2.6-метрового зеркала рефлектора им. акад. Г. А. Шайна Крымской астрофизической обсерватории и дал большую экономию как средств, так и времени изготовления.

Разработкой и внедрением компенсационного метода Д. Д. Максутов занимался в течение всей своей жизни.

В начале 30-х годов Д. Д. Максутов существенно совершенствует обычный теневой метод контроля оптических поверхностей, превращая его из контрольного качественного метода в количественный метод исследования формы поверхности. Результаты многолетней работы он обобщает в 1934 г. в монографии «Теневые методы исследования оптических систем», а к 1941 г. создает универсальную теневую установку.

Весьма важными были работы Д. Д. Максутова по исследованию оптического стекла на свили и неоднородности. Им разработана методика и созданы приборы для высокоточного и чувствительного контроля оптического стекла в первоначальной стадии его обработки. Новая методика была внедрена в промышленность и использовалась с большим успехом.

Д. Д. Максутов был крупнейшим специалистом не только в области теории астрономических приборов, но и в области тех-

нологии шлифовки, полировки и исследования крупных линзовых объективов и зеркал. Он сам являлся первоклассным мастером-оптиком. Из его рук вышло огромное количество объективов, сферических, асферических и плоских зеркал, линз и призм различных размеров и различного назначения, например: оптика для телескопа Шмидта Астрономической обсерватории им. Энгельгардта, имеющего диаметр асферической пластины 381 мм; 500-миллиметровое зеркало для крупнейшего в то время в Европе солнечного телескопа в Пулкове; объектив диаметром 820 мм, от изготовления которого отказалась английская фирма «Гребб», и многие, многие другие.

Большой интерес проявлял Д. Д. Максутов к возможности изготовления металлических астрономических зеркал, имеющих значительные преимущества перед стеклянными зеркалами в смысле температурных деформаций. Он создал ряд ребристых зеркал из металла диаметром до 720 мм и в процессе изготовления и испытания показал их преимущества.

Д. Д. Максутов интересовался не только астрономической оптикой. Им созданы фотогастрограф — прибор для фотографирования желудка, оптический микроскоп-игла, теневые приборы для аэродинамических труб, телескопические очки и многие другие приборы. Он был большим специалистом в оптике глаза, блестящим специалистом в области фотографии, кинематографии, атмосферной оптики и свойств оптики телескопа.

К 1941 г. Д. Д. Максутов получил заслуженное признание в научном мире: ему была присвоена ученая степень доктора технических наук, а его перечисленные выше работы в области астрономической оптики были удостоены Государственной премии III степени. В 1941 г. Д. Д. Максутов сделал наиболее важное изобретение — менисковые системы, которые стали широко известны во всем мире и выдвинули автора в ряды ученых мирового масштаба.

Менисковые системы — не случайное открытие. Это плод многолетних трудов Д. Д. Максутова над созданием телескопов (так называемых школьных), которые должны были сочетать в себе отличное качество изображения с простотой конструкции и дешевизной изготовления.

Первые же расчеты автора показали, что менисковые системы переросли свое первоначальное скромное назначение любительского телескопа и могут с успехом служить как мощные современные астрономические инструменты, обладающие высокой светосилой, достаточно большим полем зрения и превосходным качеством изображения при сравнительной простоте (а следовательно, и дешевизне) изготовления и надежности конструкции. Ни рефракторы с их хроматизмом, ни рефлекторы с их малым полем зрения и открытой трубой не смогли конкурировать с менисковыми системами. Наряду с подробным описанием конструкции и свойств основной менисковой системы «мениск—вогнутое зеркало» Д. Д. Максутов доказал возможность преобразования любой схемы зеркального телескопа в менисковую и во всех случаях с несомненными преимуществами. Им описаны системы «менисковый Ньютон», «менисковый Гершель», «менисковый Мерсен», «менисковый Кассегрен», «менисковый Шмидт», «менисковый Росс», а также концентрическая менисковая система.

В короткий срок менисковые системы завоевали широкое признание во всем мире: в СССР, Болгарии, Чехословакии, США и других странах строят менисковые телескопы Максутова. Крупнейшим из них является телескоп Абастуманской обсерватории с мениском диаметром 700 мм и с зеркалом диаметром 980 мм. Менисковые телескопы предназначены как для астрономических, так и для астрофизических целей и играют большую роль в исследовании туманностей. Более того, почти все современные крупные сверхсветосильные и сверхширокоугольные отечественные и зарубежные камеры типа «супер-Шмидт», «менисковый Шмидт» и другие имеют в своей основе менисковую систему. В настоящее время они широко используются в космическом астроприборостроении.

Изобретение и развитие менисковых систем было высоко оценено советской наукой. В 1944 г. Дмитрию Дмитриевичу Максутову было присвоено ученое звание профессора; в 1946 г. он был избран членом-корреспондентом АН СССР и в том же году получил звание лауреата Государственной премии I степени.

Менисковые системы нашли свое применение и в качестве фотообъективов. Д. Д. Максутовым были рассчитаны менисковые телеобъективы с фокусными расстояниями 250, 500 и 1000 мм. Изготовленный под его руководством менисковый телеобъектив диаметром 1000 мм получил «Гран при» на Международной выставке.

К 1948 г. Д. Д. Максутовым были написаны и изданы две блестящие монографии: «Астрономическая оптика» и «Изготовление и исследование астрономической оптики». Первая из них и переиздается.

Перейдя в 1952 г. из ГОИ в Главную астрономическую обсерваторию АН СССР в Пулкове, Д. Д. Максутов возглавил вновь созданный отдел астрономического приборостроения. Здесь Дмитрий Дмитриевич руководил работами по проектированию и расчету 6-метрового телескопа.

Одновременно с этим он интенсивно продолжал работы по расчету и изготовлению новых менисковых телескопов. Под его руководством рассчитан планетный менисковый телескоп диаметром 700 мм, созданы экспедиционные менисковые телескопы, изучены менисковые системы с эллиптическим главным зеркалом, предложена и рассчитана новая оптическая система ($D=2600$ мм) с главным зеркалом гиперболической формы и с линзовым корректором в сходящемся пучке лучей, которая при высокой светосиле ($A=1:3.7$) обладает большим (300×300 мм), отлично исправ-

ленным полем зрения. Хорошо известен первоклассный менисковый астрограф АЗТ-16, рассчитанный Д. Д. Максутовым, в котором он использовал свою идею применения двойного мениска для практического уничтожения хроматизма увеличения, недопустимого в астрометрии.

В последние годы жизни Д. Д. Максутов разрабатывал методы ускоренного расчета менисковых систем. Эта работа была завершена группой его учеников.

В течение всей своей научной деятельности Д. Д. Максутов вел большую воспитательную работу, подготавливая специалистов во всех областях астрономического приборостроения — вычислителей, мастеров-оптиков, технологов и конструкторов. Будучи блестящим ученым-практиком, он был постоянно связан с нашей промышленностью. Он был простым и доступным человеком, всегда готовым помочь любому. Со всего Советского Союза к нему обращались за консультацией и всегда получали самые полные, исчерпывающие сведения.

В своих научных исследованиях он шел всегда самобытным, оригинальным путем, критически просматривая и проверяя любую работу, метод, идею, какому бы авторитету, современному или прошлому, они ни принадлежали.

Д. Д. Максутов всегда смотрел в будущее. Будучи энтузиастом в науке, он не терпел равнодушия и самоуспокоения. Конструируя любой прибор, он учитывал прогресс, который может и должен произойти в науке и технике ко времени его окончательного изготовления, и предъявлял в соответствии с этим еще более жесткие требования к его оптическим и другим качествам. Вот почему написанная более 30 лет назад монография «Астрономическая оптика» не устарела до наших дней.

В иностранной печати имеется большое количество научных статей, посвященных менисковым телескопам. В Болгарии работает кружок любителей телескопостроения им. Д. Д. Максутова, в США менисковые телескопы называются просто «телескопы Максутова».

В 1962 г. Д. Д. Максутов был удостоен высокого доверия народа — был избран в депутаты Ленинградского городского Совета депутатов трудящихся. Этой деятельности он посвящал много времени, чрезвычайно внимательно относясь ко всем нуждам избирателей.

Советское правительство высоко оценило труды Д. Д. Максутова. В 1943 г. он был награжден орденом «Знак почета», в 1945 г. — орденом Ленина за выдающиеся заслуги в области науки и техники, в 1953 г. он вторично награжден орденом Ленина. Наконец, в 1962 г. ему была вручена Большая золотая медаль Выставки достижений народного хозяйства.

12 августа 1964 г. Д. Д. Максутов скоропостижно скончался, но его научное наследие до сих пор служит отечественной астрономии.

ПЕРЕЧЕНЬ ВАЖНЕЙШИХ НАУЧНЫХ ТРУДОВ И ИЗОБРЕТЕНИЙ Д. Д. МАКСУТОВА

Научные труды

1. Минимальное и максимальное увеличение телескопа. — Мироведение, 1925, декабрь.
2. Однолинзовый окуляр без разности хроматического увеличения. — Зап. Одесск. гос. физ. ин-та, 1929, т. 1, вып. 5.
3. Фотогастрограф. — Врачебное дело, 1930, № 21—22.
4. Анаберрационные отражательные поверхности и системы и новые способы их испытания. — Тр. ГОИ, М., 1932, вып. 86.
5. Исследование объективов и зеркал по методу фокограмм. — ЖОМП, 1932, № 2.
6. Исследование диска крон ∅ 850 мм на свили и неоднородности. — ЖОМП, 1932, № 10.
7. Новый количественный метод теневого испытания. — ЖОМП, 1932, № 11.
8. Рефракторы. Рефлекторы. Инструменты будущего. — ЖОМП, 1933, № 5.
9. Оптическая игла. — ЖОМП, 1933, № 10—12.
10. Теневые методы исследования оптических систем. — Пробл. нов. физики, 1934, вып. 23.
11. Оптические плоскости, их исследование и изготовление. М., 1934.
12. Зеркальные телескопы нового типа. — Соц. реконстр. и наука, 1935, № 6.
13. Выбор рациональной оптики для фотографирования и спектрографирования метеоров. — Бюлл. ВАГО, 1935, № 29.
14. On the temperature coefficient of the focal distance of an object-glass. — Цирк. ГАО в Пулкове, 1936, № 20.
15. Пути к усовершенствованию зеркального телескопа. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1937, № 4/5.
16. Сотовые зеркала из сплавов алюминия. — ЖОМП, 1937, № 3.
17. Советская астрономическая оптика. Итоги и перспективы. — ЖОМП, 1937, № 11.
18. Оптический метод исследования формы неполированных плоскостей и цилиндров. — ЖОМП, 1939, № 5.
19. Телескоп для советской школы. — ЖОМП, 1939, № 4.
20. Новые катадиоптрические менисковые системы. — ДАН СССР, 1942, т. 37, № 4.
21. New catadioptric meniscus systems. — JOSA, 1944, vol. 34, № 5.
22. Новые катадиоптрические менисковые системы. — Тр. ГОИ, М., 1944, вып. 124.
23. К теории изображения на сетчатке. — ДАН СССР, биол., 1944, т. 18, № 7.
24. Разрешающая сила невооруженного и вооруженного глаза. — ДАН СССР, биол., 1944, т. 18, № 8.

25. Апланатические менисковые телеобъективы. — ДАН СССР, техн. физ., 1945, т. 49, № 7.
26. Астрономическая оптика. М.—Л., 1946.
27. Изготовление и исследование астрономической оптики. Л.—М., 1948.
28. Новая методика исследования формы зеркал крупных телескопов. — Изв. ГАО, 1957, № 160.

Изобретения

1. Аппарат для фотографирования желудка. Пат. № 18526, кл. 30а, 1; 16.10.1928 (совм. с Г. Д. Фельдштейном).
2. Описание способа и прибора для наблюдения и фотографирования внутреннего строения тканей организмов. Авт. свид. № 45382, кл. 30а, 1; 42h, 34; 29.1.1932 (совм. с Е. А. Сельковым и А. А. Васильевым).
3. Устройство для измерения радиусов кривизны больших поверхностей. Авт. свид. № 34190, кл. 42h, 35; 7.12.1932.
4. Объектив высокой апертуры для микроскопов. Пат. № 40859, кл. 42h, 3; 13.12.1932.
5. Сенситометр. Авт. свид. № 34943, кл. 57с, 4; 42h, 17; 13.12.1932.
6. Окулярная насадка для микроскопирования в падающем свете. Авт. свид. № 33713, кл. 42h, 2; 17.1.1933 (совм. с А. А. Васильевым и Е. А. Сельковым).
7. Призма прямого зрения. Авт. свид. № 49363, кл. 42h, 20; 2.2.1936.
8. Параболический коллиматор и способ его изготовления. Авт. свид. № 49358, кл. 42h, 8; 29.4.1936.
9. Стойки для вторичного зеркала или для фотографической кассеты в зеркальных телескопах. Авт. свид. № 49359, кл. 42h, 10_{03}; 29.4.1936.
10. Способ центрировки стекол объектива. Авт. свид. № 49374, кл. 42h, 35_{01}; 29.4.1936.
11. Устройство для измерения радиусов кривизны вогнутых сферических поверхностей. Авт. свид. № 55017, кл. 42h, 35_{03}; 11.3.1937.
12. Способ устранения вредных рефлексов в оптических системах. Авт. свид. № 61545, кл. 42h, 34_{13}; 26.10.1940.
13. Осветительное устройство для исследования по теневому методу Фуко. Авт. свид. № 61544, кл. 42h, 35_{01}; 27.10.1940.
14. Способ исследования бесформенных кусков стекла на свили. Авт. свид. № 67168, кл. 42h, 35_{01}; 10.12.1940.
15. Оптическая система. Авт. свид. № 65007, кл. 42h, 10_{01}; 8.11.1941.
16. Способ изготовления концентрических или близких к ним менисков. Авт. свид. № 64492, кл. 42h, 1_{01}; 67а, 19; 12.12.1941.
17. Катадиоптрическая телескопическая система слабого увеличения. Авт. свид. № 71761, кл. 42h, 3_{05}; 12.12.1941.
18. Окуляр. Авт. свид. № 65176, кл. 42h, 2; 5.3.1942.
19. Оптическая система для исследования воздушного потока. Авт. свид. № 61543, кл. 42h, 34_{13}; 30.6.1942.

ЧАСТЬ I

ТЕОРИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ

1. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ИДЕАЛЬНЫЙ ОБЪЕКТИВ

В основу геометрической оптики положены следующие представления о световых явлениях.

1. В однородной среде от каждой точки предмета свет распространяется прямолинейно; каждая из таких прямых линий распространения света называется световым лучом.

2. При переходе луча из среды с показателем преломления n_1 в среду с показателем преломления n_2 происходит изменение направления луча, причем лучи падающий и преломленный и нормаль к поверхности в точке падения лежат в одной плоскости, а отношение синусов углов падения и преломления есть величина постоянная для двух данных сред и равная обратному отношению их показателей преломления. Отражение света может рассматриваться как частный случай преломления, в котором $n_2 = -n_1$.

3. Если пучок лучей, исходящих из точки (расходящийся гомоцентрический пучок), обратить каким-либо образом в сходящийся гомоцентрический пучок, то в соответственном месте пространства получится изображение точки в виде точки же.

4. Рассматривая предмет как совокупность бесконечно большого числа точек, можно построить изображение предмета как совокупность изображений его точек. Для этого, конечно, не требуется найти изображения бесконечного числа точек, а достаточно выбрать из них наиболее характерные, определяющие контуры предмета.

Абстрактные представления геометрической оптики являются лишь первым грубым приближением к истинной сущности световых явлений. Поэтому выводы геометрической оптики находятся в удовлетворительном соответствии с опытными данными лишь до известного предела, пока мы не интересуемся тонкостями структуры изображения. В последнем же случае выводы геометрической оптики обнаруживают свою полную несостоятельность, как и выводы всякой абстракции, не считающейся с физической сущностью явления.

Чтобы наблюдать тонкую структуру изображения, нужно, во-первых, располагать оптическим прибором высокого качества и, во-вторых, обеспечить в нем надлежащее высокое увеличение,

необходимое для распознавания тонкой структуры. Поэтому многие оптические приборы могут быть изучены в рамках приближенных представлений геометрической оптики, и только некоторые из них потребуют обязательных коррективов физической оптики. Большинство астрономических инструментов принадлежит именно к этой второй категории оптических приборов, что обязывает нас всегда помнить о различии между геометрическим и физическим изображением наблюдаемого объекта; в противном случае возможно сделать совершенно превратные выводы из наблюдений.

Но геометрическая оптика позволяет удобно и сравнительно быстро изучать основные свойства оптических систем и производить расчеты их конструктивных элементов, поэтому оптические вычисления, построенные на принципах геометрической оптики, являются вполне рациональным рабочим методом. К этому следует прибавить, что вычислитель при своих расчетах в идеале должен стремиться к такой оптической системе, у которой аберрации обращены в нуль; но в этом случае и с физической точки зрения оптическая система даст наилучшие из возможных изображения.

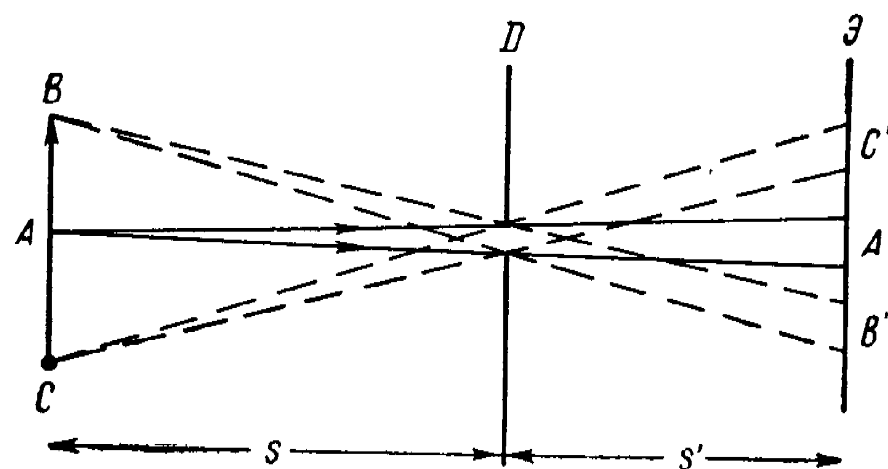


Рис. 1.

Если при расчете систем с неизбежными остаточными аберрациями руководствоваться принципом сведения до минимума не поперечных, а волновых аберраций, то полученное решение окажется оптимальным для качества физического изображения, хотя это последнее будет выглядеть совсем не так, как его представляет себе геометрическая оптика.

Итак, примем пока за непреложные истины представления геометрической оптики, примиримся до поры до времени с ее двумя основными фикциями — световым лучом и точечными предметом и изображением — и изучим некоторые основные для оптических систем понятия.

Если считать, что оптические приборы предназначены для построения изображений предметов, то камера-обскура — это единственный в своем роде «оптический прибор без оптики». Изобразим камеру-обскуру (рис. 1) в виде диафрагмы D с круглым отверстием диаметра d и экрана $Э$. Пусть светящаяся точка A находится от диафрагмы на расстоянии s, а ее изображение A' получается на экране, удаленном от диафрагмы на расстояние s'.

Нетрудно видеть, что в A' получится изображение точки A в виде круглого пятна равномерной яркости и диаметра d', причем

$$d' = d\left(1 + \frac{s'}{s}\right). \qquad (1)$$

Для повышения резкости изображения начнем уменьшать диаметр d отверстия диафрагмы. При этом диаметр d' изображения точки будет пропорционально уменьшаться, но яркость изображения изменений не претерпит. Чтобы изображение точки стало вполне резким, т. е. обратилось в точку, следует уменьшить отверстие в диафрагме до бесконечно малой величины, т. е. обратить его в математическую точку.

Переходим от точечного предмета к линейному в виде достаточно длинной линии BC исчезающе малой ширины. В этом случае обратное изображение $B'C'$ будет иметь ширину d', подчиняющуюся прежней зависимости (1); и в то же время его длина практически не будет подвергаться изменениям при изменении диаметра отверстия диафрагмы. Поэтому с уменьшением d яркость изображения линии будет уменьшаться пропорционально первой степени d.

Наконец, совершим переход от линейного предмета к протяженному (поверхностному) и установим таким же образом, что с уменьшением отверстия в диафрагме яркость изображения поверхности будет падать пропорционально квадрату d.

Увеличение диаметра отверстия диафрагмы ничего не прибавляет в яркости изображения точки, повышает яркость изображения линии и в квадрате повышает яркость изображения поверхности; в то же время увеличение диаметра отверстия во всех случаях влечет за собою соответственное уменьшение резкости изображения.

Но можно сохранить резкость изображения при значительном отверстии входного зрачка; для этого следует поместить в плоскости диафрагмы D некоторую линзу (или более сложную оптическую систему), у которой фокусное расстояние f удовлетворяет условию

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{s} + \frac{1}{s'}. \qquad (2)$$

Если изображение $B'C'$ плоского предмета BC, перпендикулярного оси, окажется предельно резким на всем своем протяжении в плоскости экрана $Э$, также перпендикулярного оси, и если при этом сохранится полное подобие между предметом и его изображением, то линза, построившая такое изображение, может быть названа *идеальным объективом.*

При изменении расстояния s должно измениться и сопряженное расстояние s'. Поэтому каждому положению предмета в пространстве соответствует определенная фокусировка экрана $Э$. При таком изменении сопряженных расстояний может произойти заметное снижение резкости изображения, так как объектив может оказаться идеальным не для любых сопряженных расстояний, а лишь для двух строго определенных: s и s'.

Всякому наклону плоскости предмета к оси объектива на бесконечно малый угол α соответствует наклон плоскости изображения на бесконечно малый же угол α', причем

$$\alpha' = -\alpha \frac{f}{s-f}. \tag{3}$$

В частных случаях $\alpha'=\alpha$ при $s=2f$ и $\alpha'=0$ при $s=\infty$.

Но если наклонить плоскость предмета к оси не на бесконечно малый угол, а на угол конечной величины, то, во-первых, резкость изображения точек предмета может пострадать, и, во-вторых, изображение расположится не на наклонной к оси плоскости, а на некоторой наклонной кривой поверхности, даже в случае идеального объектива. Идеальный объектив при конечных размерах своего отверстия должен построить изображение точки в виде точки, линии — в виде линии и плоской фигуры — в виде плоской фигуры, подобной предмету, если только плоскости предмета и изображения перпендикулярны к оси объектива.

Если бы математическая точка была способна излучать энергию, то плотность энергии в изображении точки оказалась бы бесконечно большой; то же относится и к изображению математической линии. Но ни точка, ни линия не могут излучать энергию. Для излучения энергии необходим элемент поверхности, хотя бы и очень малый. Так как всякому бесконечно малому элементу поверхности предмета соответствует бесконечно малый элемент поверхности изображения, то закон освещенности изображения протяженных предметов с точки зрения геометрической оптики будет общим независимо от величины изображения: с изменением отверстия d объектива освещенность изображения на экране изменяется пропорционально d^2 (если не учитывать падения освещенности к краям поля зрения, пропорционального некоторой степени косинуса угла поля зрения).

В камере-обскуре мы могли получить предельно четкое изображение протяженного предмета лишь в случае $d=0$; при этом освещенность на экране также равнялась нулю. В случае же идеального объектива имеется возможность построения предельно четкого изображения при конечном значении отверстия d, т. е. при конечной освещенности экрана, и в этом состоит первое существенное различие между идеальным объективом и камерой-обскурой.

Второе различие состоит в том, что камера-обскура строит подобные предмету изображения, хотя бы и не резкие, при любых значениях s и s' и при любых наклонах к оси плоскостей предмета и экрана, лишь бы эти плоскости оставались друг другу параллельными; идеальный же объектив способен построить подобное предмету изображение (вполне резкое) лишь в случае строго определенных значений сопряженных расстояний s и s' и при условии, что плоскость предмета и экран перпендикулярны оси объектива.

Теория идеального объектива была разработана Гауссом. Совокупность теорем и формул, известных читателю из общих

курсов физики и описывающих в первом приближении к истине свойства оптических систем и построение изображений, называется *гауссовой оптикой*.

Сильно задиафрагмированный объектив в непосредственной близости к оптической оси дает изображения, удовлетворительно подчиняющиеся законам гауссовой оптики. Но по мере роста диаметра свободного отверстия и угла поля зрения объектива изображение, выведенное на основании представлений только геометрической оптики, т. е. без учета физической сущности явления, начинает в сильной степени отличаться от изображения гауссовой оптики или от изображения идеального объектива.

В реальном объективе исчезает резкость изображения не только на краях поля зрения, но и на самой оси, и, кроме того, нарушается подобие между предметом и его изображением.

Все такие уклонения свойств реального объектива от объектива идеального носят название *аберраций.*

2. ОБЗОР АБЕРРАЦИЙ

На рис. 2 схематически изображен объектив в виде линзы O; фокусное расстояние объектива равно f; диаметр D отверстия объектива взят переменным, для чего перед объективом (или сзади него) расположена диафрагма, открывающая по нашему

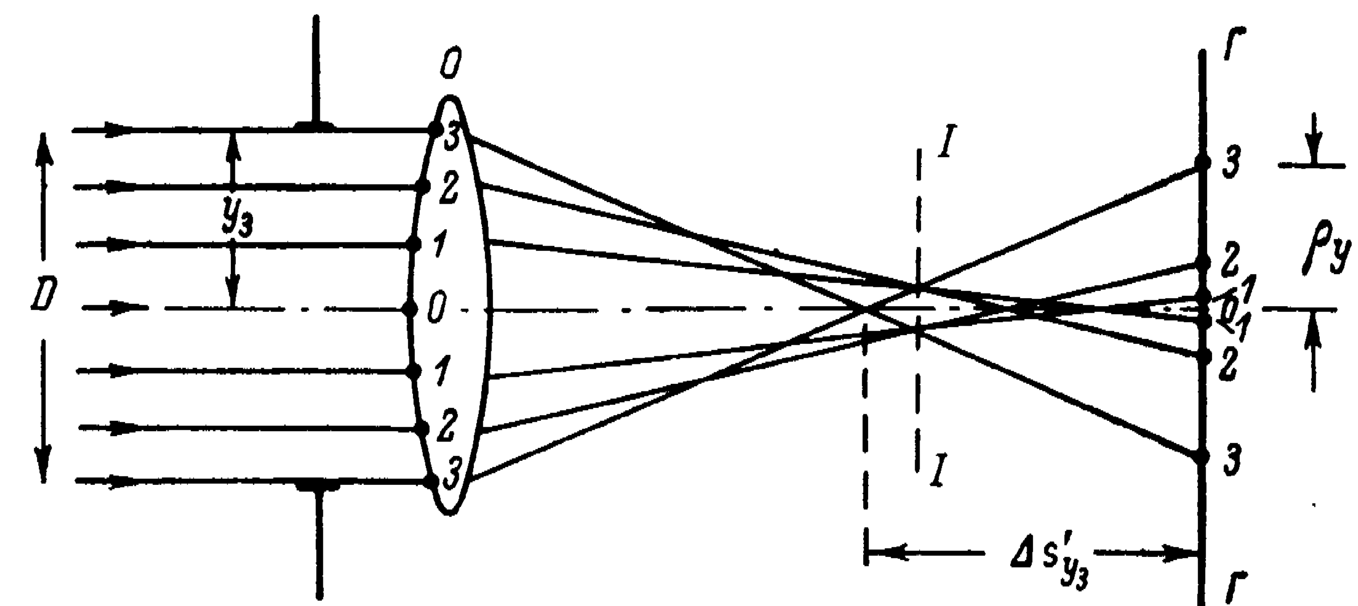


Рис. 2.

желанию то или иное отверстие D объектива; точечный предмет предполагается расположенным на бесконечно большом расстоянии влево от объектива; *Г—Г — гауссова плоскость.* На рисунке изображен ход лучей от бесконечно удаленной точки предмета, лежащей на оси объектива.

Может оказаться, что в то время, как фокус параксиальных лучей лежит в гауссовой плоскости в точке O, фокусы зон* объек-

* Под зоной подразумевается радиус зоны.

тива y_1, y_2, y_3 лежат ближе (или дальше) гауссовой плоскости. а потому в плоскости *Г—Г* эти зоны дают вместо точечного изображения кружки рассеяния радиусов *01*, *02*, *03*. Сходящийся к фокусу пучок перестал быть гомоцентрическим, а изображение точки потеряло резкость и представляется в виде ядрышка, окруженного значительным ореолом радиуса *03*.

Для уменьшения кружка рассеяния следует сместить плоскость фокусировки с гауссовой плоскости; так, в плоскости *I—I* кружок рассеяния приобретает наименьшую величину, и эта плоскость называется *плоскостью кружка наименьшего рассеяния*.

Несовмещение фокусов различных зон объектива в одной общей точке *0* на оси носит название *сферической аберрации*. Этим неудачным термином хотели пояснить описанный выше недостаток линз и зеркал, ограниченных сферическими поверхностями, но нужно помнить, что асферические линзы и зеркала могут обладать таким же недостатком в одних случаях, тогда как в других случаях сферические линзы и зеркала могут этим недостатком не обладать. Сферическую аберрацию правильнее было бы назвать зональной аберрацией на оси или, короче, *зональной аберрацией*.

Продольная сферическая аберрация для зоны y измеряется отрезком $\Delta s'_y$, отсчитанным от гауссовой плоскости до фокуса зоны; поперечная сферическая аберрация измеряется радиусом кружка рассеяния p_y в гауссовой плоскости. В случае объектива в виде одиночной линзы или сферического зеркала продольная сферическая аберрация приблизительно пропорциональна квадрату зоны (y^2), а поперечная — кубу зоны (y^3). Полной аберрацией линзы называется аберрация для ее внешней зоны, т. е. аберрация для $y=D/2=H$. Кружок наименьшего рассеяния приблизительно равен четверти кружка полной сферической аберрации, а плоскость *I—I* кружка наименьшего рассеяния отстоит от гауссовой плоскости *Г—Г* приблизительно на $^3/_4$ полной продольной аберрации. Такая закономерность имеет место лишь в случае одиночных линз (и зеркал) умеренной притом светосилы; в более же сложных оптических системах эта закономерность коренным образом видоизменяется.

Допустим, что сферическая аберрация объектива каким-то образом устранена или доведена до несущественно-малой величины, т. е. что параллельный пучок рис. 2 после преломления собирается достаточно точно в точке *0*. После этого наклоним пучок на некоторый небольшой угол w к оптической оси, или, иными словами, рассмотрим изображение внеосевой точки удаленного предмета, отстоящей, впрочем, от оси на небольшую угловую величину.

На рис. 3 схематически изображен ход такого наклонного пучка через объектив. В этом случае произошло нарушение осевой симметрии преломленного пучка, а в гауссовой плоскости вместо точечного изображения *0* получилось изображение в виде несимметричного пятна *0*, *1*, *2*.

Аберрация этого рода носит название *комы*.

В однолинзовом объективе размер пятна комы пропорционален квадрату зоны (y^2) и первой степени угла наклона пучка к оси (w), или угла поля зрения. В более сложных оптических системах, а также в одиночных линзах высокой светосилы эта закономерность может значительно видоизмениться.

Если в объективе исправлена сферическая аберрация, но не исправлена кома, то изображение оказывается резким только на оси и портится по мере удаления от оси.

Объективы, в которых одновременно исправлены и сферическая аберрация, и кома, называются *апланатами*. Апланаты способны построить совершенное изображение предмета в пределах небольшого угла поля зрения при значительной светосиле объектива.

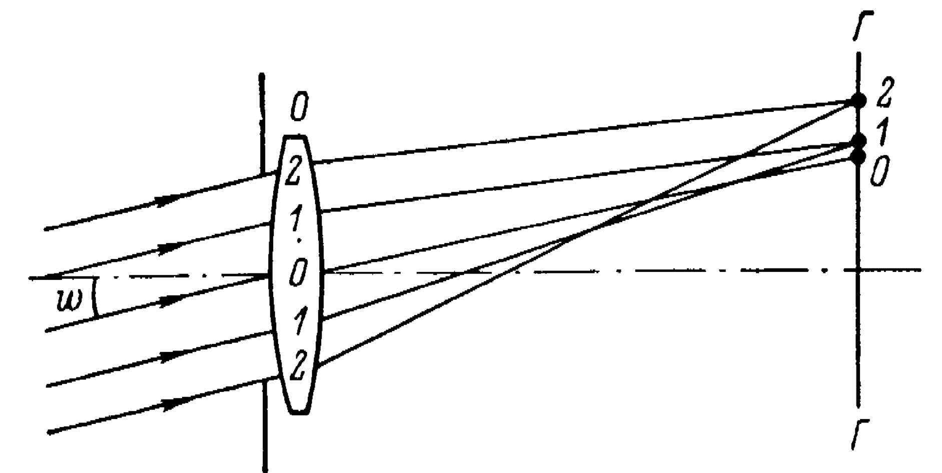


Рис. 3.

Так как кома быстро падает с уменьшением отверстия объектива, то, диафрагмируя объектив, т. е. уменьшая его относительное отверстие (светосилу), можно свести эффект комы к несущественной величине. Система с неисправленной комой может дать, таким образом, удовлетворительные изображения и стать более широкоугольной за счет потери светосилы, так как кома растет пропорционально квадрату отверстия объектива и первой степени угла поля зрения.

Но ни задиафрагмированный плохой объектив, ни хороший апланат не способны осуществить совершенную широкоугольную систему, так как при значительном увеличении угла поля зрения, т. е. увеличении угла w наклона пучка к оси, вступают в силу две новые аберрации, не проявлявшие себя, пока угол w был мал.

Задиафрагмируем наш объектив до такой величины отверстия D, при которой сферическая аберрация и кома окажутся пренебрегаемо малыми, или, еще лучше, возьмем хороший астрономический объектив, в котором обе эти аберрации исправлены, наклоним падающий на объектив пучок на значительный угол w и рассмотрим ход лучей для двух взаимно перпендикулярных сечений пучка: одного — в плоскости чертежа рис. 4 и другого — в плоскости, к ней перпендикулярной.

Оказывается, что *меридиональное сечение* пучка (в плоскости чертежа) имеет фокус в точке m, тогда как перпендикулярное ему *сагиттальное* сечение имеет фокус в точке s. Такой преломленный (или отраженный) пучок называется *астигматическим*. Придавая углу w всевозможные значения, мы найдем, что геометрические места точек m и точек s представляют собою поверх-

ности вращения MOM и SOS вокруг оси объектива и что в первом приближении эти поверхности могут быть приняты за сферические.

Астигматический пучок не способен построить изображение точки в виде точки же; действительно, в m получается изображение точки в виде горизонтальной линии (в случае рис. 4), а в s в виде линии, ей перпендикулярной; обе линии, называемые *фокалями* астигматического изображения, перпендикулярны к оси наклонного пучка, т. е. к его среднему лучу.

Расстояние между точками m и s называется *астигматической разностью*; сама же аберрация, состоящая в несовмещении меридионального и сагиттального фокусов наклонного пучка, носит название *астигматизма.*

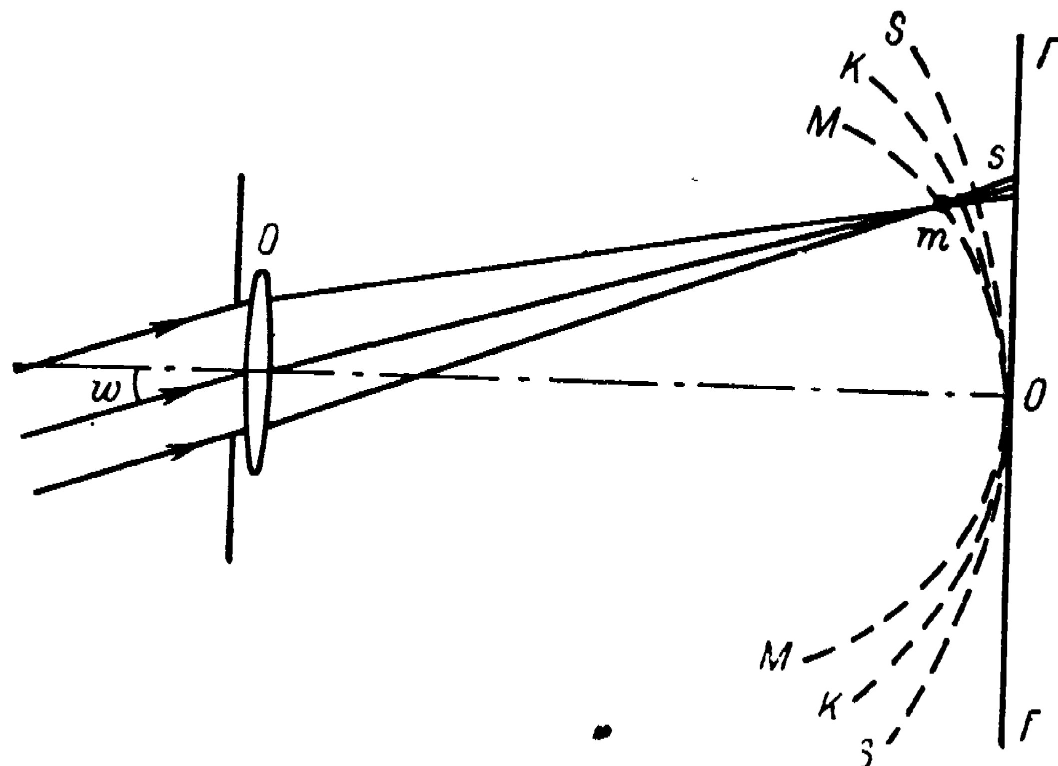


Рис. 4.

В плоскости Гаусса вместо точечного изображения получается изображение в виде овального пятна, причем величина и отношение осей этого пятна зависят от величины и отношения расстояний точек m и s от гауссовой плоскости.

Так как поверхности MOM и SOS удаляются от гауссовой плоскости пропорционально w^2, то астигматизм пропорционален квадрату угла поля зрения. С другой стороны, астигматизм пропорционален первой степени зоны y. В этом легко убедиться, спроектировав на гауссову плоскость сперва лучи меридионального сечения через точку m, а затем лучи сагиттального сечения через точку s.

Если провести поверхность KOK, равноудаленную от поверхностей MOM и SOS, то на ней расположатся изображения, близкие к круглым пятнам, с возрастающим диаметром по мере удаления от оси объектива. Такие изображения ни в коем случае нельзя назвать точечными: астигматический объектив не способен построить точечного изображения нигде, кроме непосредственной близости к оси; но эти изображения имеют наименьшую протяженность и лучше всего имитируют точку. Поверхность KOK может быть названа поэтому поверхностью наилучшей фокусировки для астигматического изображения. В случае рис. 4 поверхность наилучшей фокусировки является кривой поверхностью, а объектив обладает аберрацией, которая называется *кривизной поля.*

Чем больше кривизна поля, тем большее растяжение приобретают пятна изображений точек в гауссовой плоскости.

Аберрация кривизны поля, как и астигматизм, пропорциональна квадрату угла наклона пучка (w^2) и первой степени зоны (y) или отверстия объектива (D). Эти две аберрации вполне родственного происхождения и характера, но можно представить себе случаи, когда при наличии одной из них другая отсутствует.

Обратимся к рис. 4 и допустим, что поверхности MOM и SOS совместились, а значит, с ними совместилась и поверхность KOK. В таком объективе астигматизм отсутствует, а кривизна поля сохраняется в полной мере; в гауссовой плоскости изображения точек получаются в виде кружков прогрессивно растущего диаметра (пропорционально w^2), но на самой поверхности KOK изображения точек остаются предельно резкими. Таким образом, кривизна поля не препятствует получению резких изображений протяженных предметов; она требует лишь применения не плоских, а кривых экранов, изогнутых по кривизне поверхности KOK.

Представим себе, что поверхность MOM расположена влево от гауссовой плоскости, а поверхность SOS вправо, являясь «зеркальным изображением» поверхности MOM. В этом случае поверхность KOK совпадает с гауссовой плоскостью: объектив, в сильной степени страдающий астигматизмом, оказался свободным от кривизны поля. Здесь плоскостью наилучшей фокусировки является сама гауссова плоскость, но резких изображений от такого объектива ожидать не приходится: круглые пятна точечных изображений в гауссовой плоскости растут пропорционально w^2D и коэффициенту астигматизма.

В сложных оптических системах и при широких полях истинные закономерности для астигматизма и кривизны поля могут в сильной степени отличаться от только что описанных.

Если в объективе некоторой заданной конструкции и нельзя освободиться от астигматизма и кривизны поля, то свести их влияние к неощутимо малой величине всегда можно путем диафрагмирования объектива. Но так как обе эти аберрации пропорциональны первой степени отверстия объектива, то диафрагмирование потребуется весьма значительное.

Любой объектив, задиафрагмированный до весьма малого отверстия, способен построить в гауссовой плоскости практически совершенное в смысле резкости изображение даже при значительной величине угла поля зрения w. И все же такой объектив может не удовлетворить условию идеального объектива, так как в нем может отсутствовать подобие между предметом и изображением.

Расположим перед объективом O (рис. 5) диафрагму со сколь угодно малым (хотя бы точечным) отверстием, при котором все рассмотренные ранее аберрации обратятся в ничтожно малые величины, не препятствующие достижению резких изображений.

Для узкого пучка, наклоненного к оси на угол w, получится вполне резкое изображение в точке a гауссовой плоскости; между тем гауссова оптика требует, чтобы это изображение получилось в точке b.

Несовпадение положения точек изображения с тем, которого для них требует гауссова оптика, называется *дисторсией*. Эта аберрация ведет к нарушению подобия между предметом и его изображением. Так, в случае рис. 5 дисторсия прогрессивно укорачивает размеры изображения по мере удаления от центра

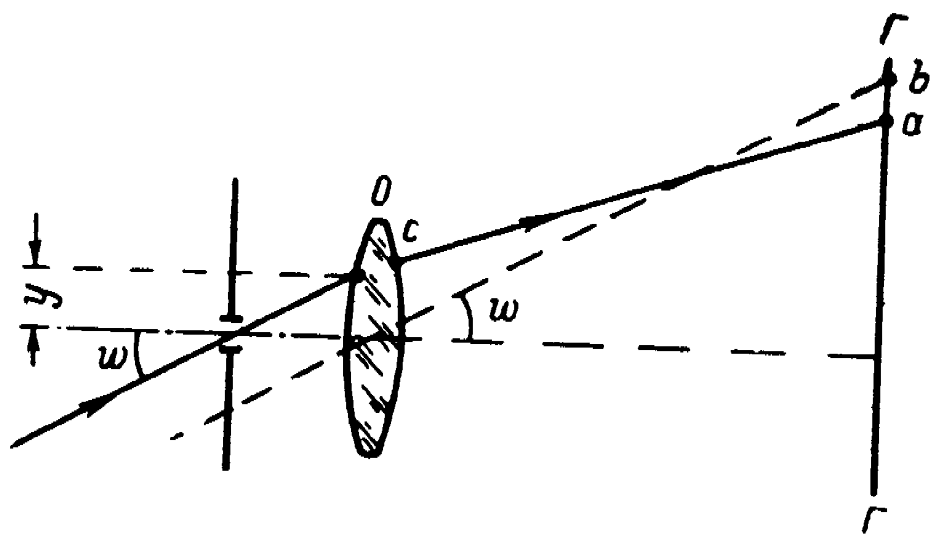


Рис. 5.

поля зрения к его краям. В данном случае дисторсия объектива происходит от двух причин: 1) входная диафрагма (входной зрачок) не совпадает с линзой O; 2) линза O, очевидно, обладает недоисправленной (отрицательной) сферической аберрацией, приводящей к тому, что преломленный луч из точки c устремляется в точку a вместо точки b.

Так как поперечная сферическая аберрация пропорциональна кубу зоны (y^3), высота же зоны (y) пропорциональна углу наклона луча (w), то дисторсия должна быть пропорциональна кубу этого угла (w^3), не завися в конечном итоге от зоны или от диаметра объектива. Но такая закономерность является лишь первым приближением к истине, которое нельзя распространять ни на слишком большие углы поля зрения, ни на сложные оптические системы.

Рассмотренные выше пять аберраций — сферическая, кома, астигматизм, кривизна поля и дисторсия — не учитывали возможного различия в ходе лучей различных цветов, т. е. они относились к случаю монохроматических пучков света некоторой длины волны λ или, что равнозначно, к случаю некоторого определенного показателя преломления n_λ вещества линзы. В этих аберрациях остались неучтенными дисперсия преломляющих веществ и как следствие дисперсии хроматизм линзовых объективов.

Мы знаем, что в чисто зеркальных объективах, например в параболическом зеркале, хроматизм отсутствует, поэтому для зеркальных объективов описание характера и свойств изображения исчерпывается пятью рассмотренными выше аберрациями.

Но не так обстоит дело с линзовыми (диоптрическими) системами, в которых хроматизм играет часто главную роль.

В объективе рис. 2 независимо от сферической аберрации имеет место хроматическая аберрация, состоящая в том, что лучи разных цветов (длин волн) собираются в фокусах, различно удаленных от гауссовой плоскости или от любой другой плоскости фокусировки. Если сфокусировать экран для лучей какого-нибудь цвета, то лучи остальных цветов, имея расположение фокусов левее или правее экрана, дадут на нем хроматические кружки различного диаметра; в результате взаимного наложения таких цветных кружков изображение точки в лучах, для которых произведена фокусировка, окажется окруженным хроматическим ореолом.

Как результат различного положения на оси фокусов различных цветов данная аберрация называется *хроматизмом положения*. Величина *продольного* хроматизма при заданной конструкции и фокусном расстоянии объектива практически мало зависит от высоты зоны (или от диаметра объектива), поэтому *поперечный* хроматизм пропорционален первой степени зоны (y) или первой степени диаметра для всего объектива. Как следствие такой закономерности делаем вывод: если объектив неахроматичен, то для заметного снижения хроматических помех его следует задиафрагмировать и притом в значительной мере.

В линзовых системах может иметь место и другой случай хроматизма, когда фокусы различных цветов совпадают в одной точке, но фокусные расстояния для тех же цветов не равны друг другу. Вспомним, что в гауссовой оптике фокусным расстоянием называется расстояние между последней главной точкой и фокусом; главные же точки объектива для различных цветов могут не совпадать друг с другом. В этом случае объектив, имея различные фокусные расстояния для лучей различных цветов, построит изображения предмета для каждого цвета в собственном масштабе. Только на оси возможно «белое» изображение элемента поверхности предмета; по мере же удаления от оси контуры изображения в лучах одного цвета начинают все больше и больше отступать от контуров изображения в лучах другого цвета. Так, если фокусное расстояние f_C для красной водородной линии C больше на 1% фокусного расстояния f_F для голубой водородной линии F, то «красное» изображение окажется на 1% крупнее изображения «голубого»: белая точка в этом случае изобразится на краю поля зрения в виде радиального спектрика, синяя часть которого обращена

к центру поля зрения и длина которого от линии C до линии F составляет 1% от радиуса поля зрения.

Эта вторая хроматическая аберрация носит название *хроматизма увеличения*.

Хроматизм увеличения пропорционален первой степени угла поля зрения (w) и не зависит от зоны или от диаметра объектива; все это справедливо, конечно, лишь в первом приближении.

Беглый обзор аберраций оптических систем можно пока закончить этими двумя главнейшими, но не единственными хроматическими аберрациями с тем, чтобы в дальнейшем возвратиться к этому же вопросу более подробно.

Приведем формулы поперечных аберраций одиночных линз и зеркал, помня, что они являются лишь первым приближением к истине и не могут быть распространены на сложные оптические системы без дальнейших серьезных оговорок. Первые пять формул являются общими для линз и зеркал, а последние две формулы хроматизма относятся, естественно, только к линзам.

Принимая фокусное расстояние $f=1$, имеем:

$$\left.\begin{array}{ll}
\text{сферическая аберрация} & \rho_{I} = \frac{1}{8} K_{I} A^{3}, \\
\text{кома*} & \rho_{II} = \frac{1}{4} K_{II} A^{2} w, \\
\text{астигматизм} & 2a - 2b = K_{III} A w^{2}, \\
\text{кривизна поля**} & \rho_{IV} = \frac{1}{4} K_{IV} A w^{2}, \\
\text{дисторсия} & \Delta l'_{V} = K_{V} w^{3}, \\
\text{хроматизм положения} & \rho_{\lambda} = K_{VI} A, \\
\text{хроматизм увеличения} & \Delta l'_{C,F} = K_{VII} w.
\end{array}\right\} \quad (4)$$

Буквенные обозначения имеют здесь следующие значения: $A=D/f$ — относительное отверстие; ρ — радиус кружка рассеяния в гауссовой плоскости; $2a$ и $2b$ — оси эллиптического изображения точки в силу астигматизма; $\Delta l'$ — смещение изображения точки от ожидаемого, согласно гауссовой оптике, положения; w — угол наклона пучка к оси, т. е. половина полного угла поля зрения в пространстве предметов. Семь коэффициентов K с соответственными порядковыми номерами называются коэффициентами соответствующих аберраций и могут быть определены одно-

* Радиальная длина хвоста комы равна $3\rho_{II}$, а его наибольшая ширина равна $2\rho_{II}$.

** Размеры осей эллиптических изображений в гауссовой плоскости зависят от обеих аберраций — астигматизма и кривизны поля, а именно:

$$2a = \frac{K_{IV} - K_{III}}{2} A w^{2}, \qquad 2b = \frac{K_{IV} + K_{III}}{2} A w^{2}. \quad (5)$$

значно (расчетом или наблюдением) для каждого частного случая линзы или зеркала.

Первые пять аберраций исчерпывают все возможные сочетания произведения $A^{m}w^{n}$, при которых $m+n=3$; поэтому эти аберрации называются аберрациями третьего порядка величин Aw.

Для иллюстрации обзора аберраций представим на рис. 6 влияние каждой из семи аберраций в отдельности на качество изображения, т. е. предположим для каждого случая, будто бы данная аберрация проявляется в чистом виде, а остальные абер-

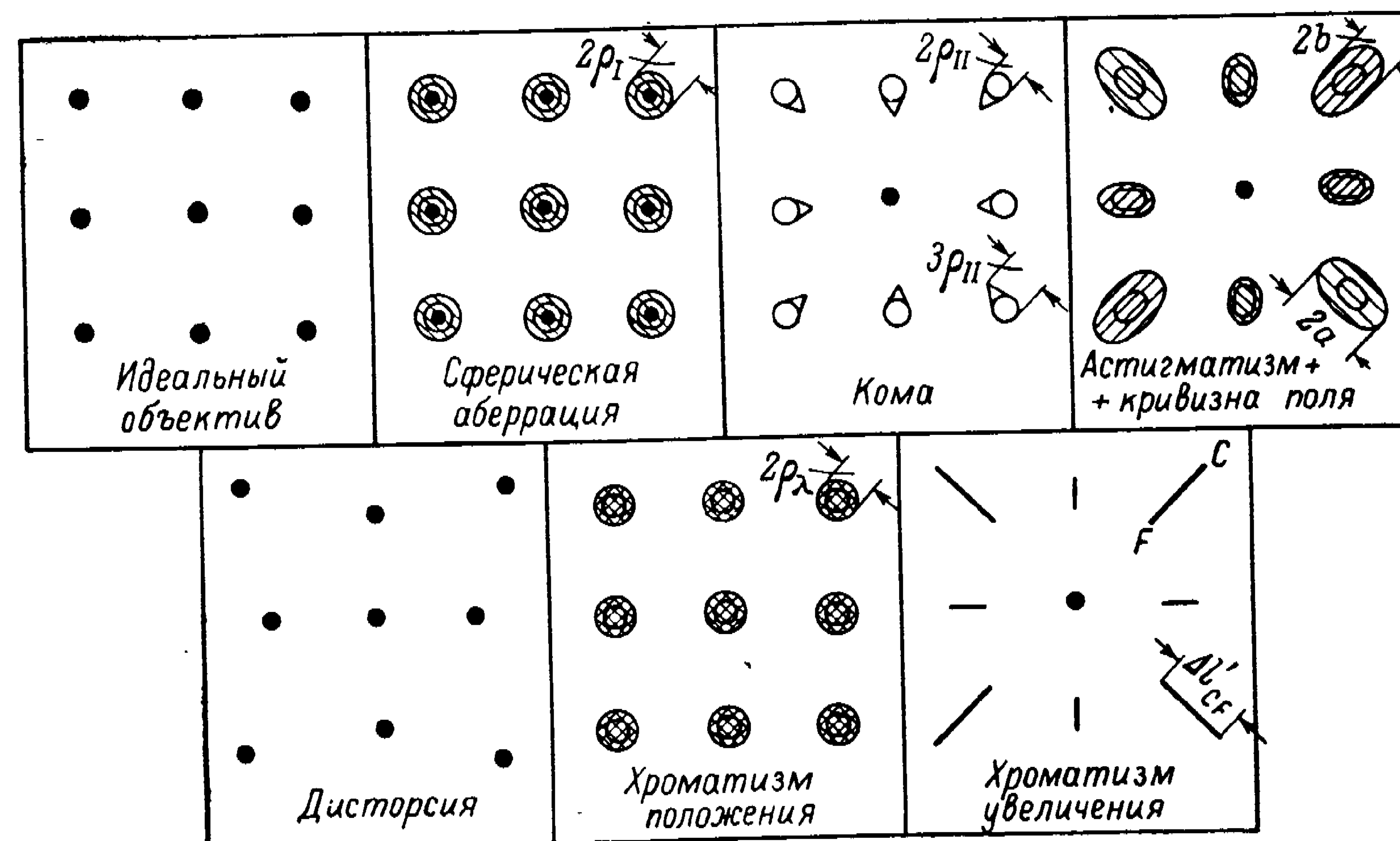


Рис. 6.

рации отсутствуют. В качестве предмета возьмем квадратную сетку из светящихся точек и представим ее изображения при различных аберрациях.

Значимость этих аберраций различна не только в зависимости от различия в их величине, но и в зависимости от условий наблюдений.

Так, для визуальных наблюдений наименее существенной оказывается дисторсия, во-первых, потому, что она совершенно не снижает резкости изображения и, во-вторых, потому, что поля при визуальных наблюдениях малы, а значит, дисторсия, растущая пропорционально w^{3}, весьма мала даже при высоком значении коэффициента K_{V} и мы не замечаем нарушения подобия между предметом и его изображением.

Следующими по значимости аберрациями оказываются астигматизм и кривизна поля; они растут пропорционально w^{2}, а потому при малых полях, используемых при визуальных наблюдениях, не дают себя чувствовать.

Значительно более вредными оказываются кома и хроматизм увеличения, растущие пропорционально первой степени w, а потому дающие себя чувствовать даже при ограниченных полях. Впрочем, приведя наблюдаемый объект в центр поля зрения, можно его исследовать без помех при наличии этих двух аберраций, примирившись с тем, что в остальных частях поля зрения изображения размыты комой или растянуты и окрашены хроматизмом увеличения.

Самыми же вредными для визуальных наблюдений оказываются сферическая аберрация и хроматизм положения, которые не дают возможности наблюдать резкое изображение предмета даже на оси объектива.

В случае фотографических исследований, имеющих целью не только получить достаточно четкие изображения звезд (или других объектов), но и точно измерить их положение на пластинке, оценка значимости отдельных аберраций резко изменяется.

Так, дисторсия, допуская получение предельно четких фотографий звезд, приводит к несоответствию между положением звезд на небе и на пластинке.* В точных астрометрических астрографах дисторсия должна быть либо устранена, либо, если это невозможно, тщательно изучена для введения поправок на дисторсию при измерениях негативов.

Не менее, если не более, существенной аберрацией оказывается кома. Так как пятно комы несимметрично относительно гауссова изображения, то, во-первых, теряется возможность установки нитей компаратора на «центр» изображения, а, во-вторых, размеры почерневшего на пластинке пятна увеличиваются в одну сторону от гауссова изображения с ростом яркости звезды или времени экспозиции: в случае комы звезды предельной яркости выходят на пластинке в виде предельно малых кружков, практически совпадающих с гауссовым изображением, тогда как звезды более яркие оставляют след в виде несимметричного пятна, значительно смещенного с гауссова изображения. Так как поправка на кому при астрометрических исследованиях не поддается достаточно строгому учету, то в этом случае кома может внести даже бо́льшие погрешности, нежели поддающаяся учету дисторсия.

Астигматизм, кривизна поля, сферическая аберрация и хроматизм положения оказываются аберрациями наименее вредными. Они, правда, препятствуют получению резких изображений, а значит, снижают точность наводки нитей компаратора на изображения звезд, но зато они не вносят систематических ошибок в измерения, так как изображения, обусловленные этими аберрациями, обладают симметрией, а центры симметрии совпадают с гауссовыми изображениями.

* При учете проекции сферы на плоскость.

Следует особо остановиться на значимости хроматизма увеличения при фотографировании звезд. Если бы все звезды были одинакового цвета или, точнее, одного и того же спектрального класса, то хроматизм увеличения был бы не более вреден, чем перечисленная выше последняя группа аберраций. Действительно, звезды изображались бы в виде радиально растянутых черточек, причем в каждой такой черточке имелось бы наиболее почерневшее место, где-то вблизи середины, с последующим уменьшением почернения к обоим краям черточки; максимум почернения соответствует максимальной чувствительности данной фотографической эмульсии к данному спектральному составу света, а потому, если известно и то, и другое, всегда можно определить фокусное расстояние объектива для длины волны, соответствующей наибольшему почернению; выполняя наводку нитей компаратора на это место черточки, можно определять положения звездных изображений на негативе в правильном масштабе.

Но, во-первых, различные фотоматериалы обладают различной спектральной чувствительностью, а, во-вторых, различные звезды принадлежат к различным спектральным классам, т. е. посылают лучи существенно различного спектрального состава. Поэтому может статься, что звезды более «красные» будут отнесены измерением дальше от центра поля зрения, чем им надлежит быть, тогда как звезды более «синие» окажутся приближенными к центру поля зрения или наоборот. Вот почему хроматизм увеличения следует отнести к числу весьма вредных аберраций для астрометрических фотообъективов.

Обычно в реальных объективах проявляется одновременное действие всех или нескольких из перечисленных выше аберраций, а потому картина изображения оказывается более сложной, чем это было представлено при описании отдельных аберраций в чистом виде. Так, сферическая аберрация совместно с хроматизмом положения может испортить изображение точки на оси; по мере удаления от оси у такого изображения может образоваться заметный односторонний хвост, обусловленный комой; далее пятно начнет все более и более расплываться, приобретая овальную форму, т. е. здесь начнет уже заметно сказываться действие астигматизма и кривизны поля; наконец, при значительном удалении от оси контуры предмета представятся не только сильно размазанными в силу перечисленных аберраций, но и явно деформированными дисторсией.

Задача оптика-вычислителя состоит в отыскании такой конструкции оптической системы и в вычислении для нее таких конструктивных элементов, при которых вредные аберрации оказались бы сниженными до возможно малой величины. Таким образом, вычислитель в своей работе всегда преследует один и тот же идеал, недостижимый, к сожалению, на практике, и этим идеалом является идеальная оптическая система, удовлетворяющая требованиям гауссовой оптики.

3. ФИЗИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ ТОЧКИ

Хорошо рассчитанный объектив с малыми аберрациями может практически ничем не отличаться от идеального объектива, особенно если его значительно задиафрагмировать. И все же он не способен построить изображение точки в виде точки же.

Больше того, чем сильнее его диафрагмировать, тем значительнее будет отличаться изображение от точки. Причиной этого оказывается дифракция — физическое явление, не учитываемое геометрической оптикой.

В самых общих чертах сущность дифракции сводится к следующему.

Световые колебания, одновременно родившиеся в источнике света, распространяются в однородной среде за некоторый промежуток времени на одинаковые расстояния; поэтому если вокруг «точечного» источника света описать сферу любого радиуса, то в каждой точке этой сферы колебание будет находиться в одинаковой фазе в каждый данный момент времени.

В случае точечного источника света до объектива доходит сферический фронт волны, каждая точка которого находится в одинаковой фазе колебательного состояния; в случае бесконечно удаленного источника к объективу приходит плоский фронт волны: плоскость есть частный случай сферы, у которой радиус бесконечно велик.

Объектив без аберраций преобразует расходящиеся сферические волны в сходящиеся к фокусу сферические же волны; или, в геометрической интерпретации: объектив преобразует расходящийся гомоцентрический пучок в гомоцентрический сходящийся к фокусу пучок.

Согласно принципу Гюйгенса—Френеля, каждую точку волновой поверхности можно рассматривать как центр самостоятельных колебаний, поэтому каждую точку волны, прошедшей через объектив и преобразованной им в вогнутую сферическую волну с центром в фокусе, можно рассматривать как самостоятельный центр световых колебаний. Но в этом случае весь экран, получая свет по любым направлениям от каждой точки волны, оказался бы засвеченным. Однако это не так, ибо приходящие колебания обладают способностью между собою интерферировать, и если в некоторую точку экрана придут два колебания одинаковой амплитуды, но противоположные по фазе, то в результате их интерференции суммарная амплитуда обратится в нуль и свет исчезнет.

Если для различных точек экрана, расположенного в гауссовой плоскости безаберрационного объектива, просуммировать световое действие всех элементов сферической волны с учетом элементарных амплитуд и фаз, то окажется, что только в непосредственной близости к гауссовому изображению результирующая элементарных колебаний существенно отличается от нуля, т. е. что только здесь имеет место некоторый ощутимый световой эффект; во всех же остальных точках поля доходящая световая энергия весьма близка к нулю, хотя и не равна ему в точности.

Вместо гауссова точечного изображения безаберрационный объектив рисует существенно отличное изображение — в виде маленького кружка, окруженного бесконечно большим числом колец быстро спадающей яркости.

Распределение освещенности в *дифракционном изображении* точки, т. е. в дифракционном кружке и кольцах, представлено на рис. 7. Здесь геометрическое изображение точки совпадает

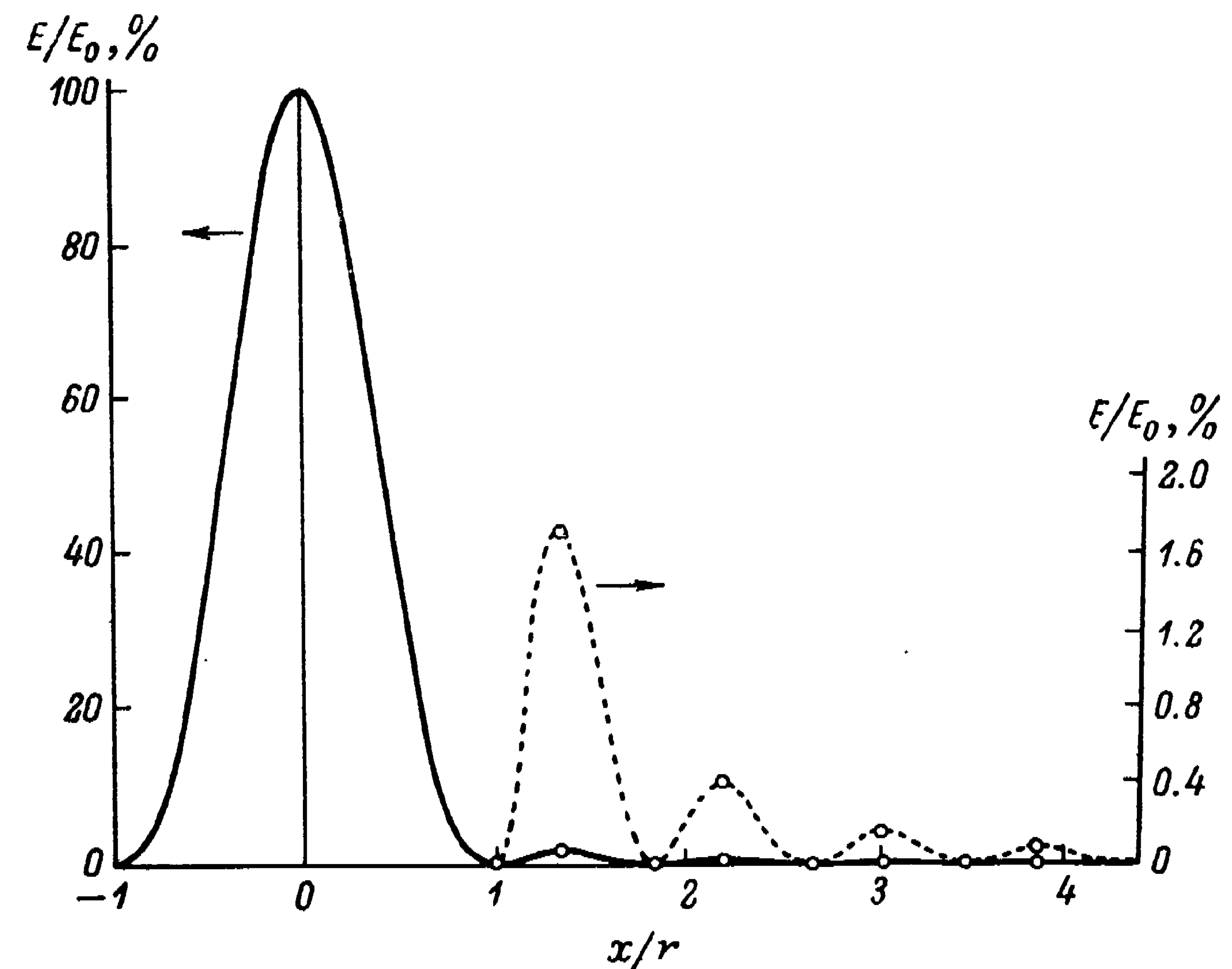


Рис. 7.

с началом координат; в физическом изображении точки ему соответствует максимальная освещенность E_0 в центре симметричной дифракционной фигуры. По мере удаления от центра дифракционного кружка освещенность быстро падает и достигает нулевого значения на расстоянии r от начала координат: здесь имеет место первый минимум, в точности равный нулю в случае безаберрационного объектива, т. е. в дифракционном изображении появляется первое темное кольцо, разграничивающее центральный кружок от первого светлого дифракционного кольца. Далее идет возрастание освещенности до первого максимума, затем уменьшение до второго минимума, снова равного нулю, и т. д. до бесконечности.

Удобной единицей для измерения x — удаления точки поля от гауссова изображения — оказывается радиус первого темного кольца r. Освещенности E удобно оценивать в процентах максимальной освещенности E_0 в центре дифракционного изображения. Так как освещенность в кольцах относительно очень мала, то для

большей наглядности на рис. 7 эта область освещенностей дублирована в виде пунктирной кривой в 25-кратном вертикальном масштабе.

Теория дифракционного изображения и функции Бесселя позволяют вычислить значения E/E_0 для любых значений x/r. Результат таких вычислений приведен в табл. 1.

Таблица 1

x/r	E/E_0, %	x/r	E/E_0, %	x/r	E/E_0, %
0.0	100.0	1.4	1.66	2.7	0.01
0.1	96.3	1.5	1.23	2.8	0.06
0.2	86.1	1.6	0.66	2.9	0.12
0.3	71.2	1.7	0.21	3.0	0.16
0.4	53.8	1.8	0.01	3.0366	0.160 (3-й max)
0.5	36.8	1.8309	0.000 (2-й min)		
0.6	22.1				
0.7	11.1	1.9	0.05	3.1	0.15
0.8	4.22	2.0	0.21	3.2	0.11
0.9	0.85	2.1	0.36	3.3	0.05
1.000	0.000 (1-й min)	2.1967	0.416 (2-й max)	3.4	0.01
				3.4772	0.000 (4-й min)
1.1	0.46	2.2	0.41		
1.2	1.24	2.3	0.36	и т. д.	
1.3	1.71	2.4	0.23		
1.3403	1.750 (1-й max)	2.5	0.09		
		2.6	0.01		
		2.6551	0.000 (3-й min)		

Числа табл. 1, послужившие для построения кривой рис. 7, в действительности были вычислены автором со значительно большей точностью и для значительно более мелких интервалов, нежели это приведено в таблице; это было сделано с той целью, чтобы обеспечить достаточную точность при вычислении последующих таблиц, относящихся к различным частным случаям дифракции, для которых, при некотором методе расчета, используется материал табл. 1.

Напомним, что расчет произведен для дифракционного изображения точки, создаваемого объективом без аберраций; так как изображение всегда может быть приведено на ось объектива, то в объективе вполне достаточно исправить одну только сферическую аберрацию, чтобы получить сферический фронт волны для осевой точки изображения. Хроматизм объектива пока совершенно не учитывается, и предполагается, что источник света — монохроматический, т. е. излучает свет некоторой длины волны λ. Заметим, кроме того, что отверстие объектива предположено *круглым* и ничем не заэкранированным, так как в других случаях

распределение освещенности в дифракционном изображении окажется отличным от приведенного выше.

Из табл. 1 следует, что яркость колец не только относительно мала, но и быстро убывает с ростом порядкового номера кольца. Так, максимальная освещенность в первом кольце составляет $1/_{57}$ часть центрального максимума, во втором кольце $1/_{240}$, в третьем кольце $1/_{625}$ той же величины и т. д.

Начиная с третьего кольца, а еще точнее — с четвертого, можно установить достаточно строгую закономерность: максимальная освещенность в кольцах обратно пропорциональна третьей степени удаления кольца от геометрического изображения, т. е. что

$$(E_{max})_i \, x_i^3 = \text{const}. \qquad (6)$$

Так как для высоких порядковых номеров колец их ширина достаточно постоянна, а максимумы достаточно близки к середине кольца, т. е. к середине интервала между соседними темными кольцами, и так как характер кривой распределения освещенности в различных кольцах однообразен, то можно сделать вывод, что средняя освещенность E_x пространства также обратно пропорциональна кубу расстояния от геометрического изображения, т. е. что

$$E_x x^3 = \text{const}. \qquad (7)$$

Таким образом, вся гауссова плоскость, от нуля до бесконечности, получает энергию от изображения точки вопреки представлениям геометрической оптики, концентрирующей всю энергию в одной точке, являющейся в нашем случае началом координат.

Интересно выяснить, какие же порции энергии приходятся на долю различных кольцевых зон пространства?

Помня закон сохранения энергии, находим, что 100% энергии, прошедшей от звезды через объектив, распределяются в дифракционном изображении следующим образом: *

В центральном кружке	83.78
В первом кольце	7.22
Во втором кольце	2.77
В третьем кольце	1.46
В кольцах от 4-го до 50-го . . .	4.37
В кольцах от 50-го до ∞	0.40

В то время как средняя освещенность в кольцах убывает пропорционально кубу расстояния (x^3) до геометрического изображения, средняя энергия в кольцах убывает пропорционально квадрату этого расстояния (x^2). Действительно, если одна из этих двух закономерностей справедлива, то вторая является ее прямым и неизбежным следствием, так как с ростом радиуса x кольцевой зоны соответственно возрастает площадь этой зоны, а энергия,

* А. И. Тудоровский. Теория оптических приборов. Т. I. Изд. 2-е, М.—Л., 1948, с. 609.

распределившаяся на большей площади, создает соответственно меньшую освещенность.

За единицу масштаба расстояний был принят радиус r дифракционного кружка. Оказывается, что r зависит от относительного отверстия объектива и от длины волны λ лучистой энергии.

Введем следующие условные обозначения, которые будут часто встречаться в дальнейшем изложении:

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{D}{f} \text{ — относительное отверстие,} \\ V &= \frac{f}{D} \text{ — обратная ему величина, или относительное} \\ &\qquad \text{фокусное расстояние,} \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

после чего радиус r дифракционного кружка выразим следующей формулой:

$$r = 1.2197\lambda V. \quad (9)$$

Измеряя длину волны λ в микронах,* мы будем находить значение радиуса r, выраженное также в микронах.

Табл. 2 дает представление о величине r, выраженной в микронах, при различных относительных отверстиях объектива и для трех длин волн: $\lambda_1=0.6563$ мкм, соответствующей красной водородной линии C; $\lambda_2=0.555$ мкм, соответствующей наибольшей спектральной чувствительности человеческого глаза; $\lambda_3=0.4861$ мкм, соответствующей голубой водородной линии F.

Таблица 2

A	1 : 1	1 : 2.5	1 : 5	1 : 10	1 : 25	1 : 50	1 : 100
$r_{0.6563}$	0.8005	2.001	4.002	8.005	20.01	40.02	80.05
$r_{0.555}$	0.6769	1.692	3.385	6.769	16.92	33.85	67.69
$r_{0.4861}$	0.5929	1.482	2.965	5.929	14.82	29.65	59.29

Принятая выше единица масштаба расстояний (r) оказалась весьма малой. Так, для сверхсветосильных объективов она измеряется долями микрона, для объективов светосильных — несколькими микронами, для «нормального» астрономического объектива ($A\approx 1:15$) она близка к 10 микронам, наконец, при малых относительных отверстиях ($A\approx 1:100$), редко применяющихся в астрономической практике, она приближается к 0.1 мм.

Все это говорит о миниатюрности размеров дифракционного изображения и о возможности в некоторых случаях пренебрегать явлением дифракции, довольствуясь выводами геометрической оптики. Но к этим случаям все же никак нельзя отнести случай астрономического объектива, в котором применяются сильные увеличения, а значит, мелкая дифракционная картина становится видимой с полной отчетливостью.

* В системе единиц СИ 1 микрон=1мкм=10^{-6} м. — *Прим. ред.*

Формула (9) показывает, что размеры дифракционного изображения зависят от относительного отверстия объектива и от длины волны света. Это значит, что объективы любого диаметра — от малютки до гиганта — дают совершенно одинаковые по величине дифракционные изображения, если только они имеют одинаковые относительные отверстия $A=D/f$, и что дифракционные картины в лучах различных цветов построены в различных масштабах.

В случае «белого» источника света последнее обстоятельство приводит к радужной окраске первого дифракционного кольца, у которого внутренняя часть — синяя, а внешняя часть — красная, и к полному смешению цветов в кольцах высоких порядковых номеров, в которых максимумы одного цвета могут образоваться в местах минимумов для другого цвета.

Чем короче длина волны λ, тем мельче дифракционное изображение точки и тем ближе оно к геометрической точке.

Радиус r дифракционного кружка можно выражать не только в линейных, но и в угловых мерах. Если радиус r виден из центра объектива под углом α_r, то можно спроектировать его под тем же углом на небесную сферу, а дифракционное изображение точки отождествить с геометрическим изображением некоторого фиктивного объекта на небесной сфере, радиус кружка которого виден для земного наблюдателя под тем же углом α_r. Таким образом, можно говорить об угловой величине дифракционных изображений звезд в телескопе.

Угловая величина радиуса дифракционного кружка определяется из формулы (9) в следующем виде:

$$\alpha_r = \frac{r}{f} = \frac{1.2197\lambda}{D}. \quad (10)$$

Если в этой формуле выражать длину волны λ и диаметр объектива D в одних и тех же единицах длины, то угол α_r будет выражен в радианах. Если полученное значение угла α_r умножить на коэффициент 206 265, то ответ окажется выраженным в секундах дуги.

Принимая $\lambda=0.555$ мкм (максимальная спектральная чувствительность глаза), преобразуем формулу (10) в следующий более наглядный вид:

$$\alpha_r = \frac{139.6}{D} \text{ сек. дуги,} \quad (11)$$

где D выражено в миллиметрах.

Иначе говоря, при заданной длине волны света λ угловые размеры дифракционного изображения зависят **только от диаметра отверстия объектива и ему обратно пропорциональны.**

Формула (11) позволяет составить таблицу угловых размеров радиуса дифракционного кружка в зависимости от диаметра объектива (табл. 3).

Таблица 3

$\lambda = 0.555$ мкм

D, мм	25	35	50	70	100	140	200	250	350	500	700	1000
a_r	5″.59	3″.99	2″.79	1″.99	1″.40	0″.997	0″.698	0″.559	0″.399	0″.279	0″.199	0″.140

Так, если объектив имеет диаметр $D = 139.6$ мм (или округленно $D = 140$ мм), то для $\lambda = 0.555$ мкм радиус дифракционного кружка в точности равен $1''$, а его диаметр, т. е. диаметр первого темного кольца, в точности равен $2''$.

Рис. 7 представлял распределение освещенности в дифракционном изображении на экране; но совершенно такое же распределение окажется и в дифракционном изображении, наблюдаемом с помощью сильного окуляра, в визуальном приборе. И если по оси абсцисс откладывать не x/r, а секунды дуги, то рис. 7 в точности воспроизведет дифракционную картину в фокусе безаберрационного объектива с диаметром $D = 140$ мм, наблюдаемую затем в увеличенном виде через сильный окуляр в лучах $\lambda = 0.555$ мкм.

Все предыдущие выводы справедливы в двух случаях: 1) когда объектив свободен от аберраций, т. е. когда изображение строит сходящаяся сферическая волновая поверхность; 2) когда экран или окуляр сфокусированы на геометрическое изображение, т. е. на центр кривизны сферической волновой поверхности.

Если эти условия не выполнены, то дифракционная картина изображения может отличаться в значительной степени от ранее описанной.

Допустим сперва, что объектив свободен от аберраций (для изображения точки на оси достаточно освободиться от сферической аберрации и наблюдать картину в монохроматическом свете), но не выполнено второе условие и окуляр или экран сфокусированы не на гауссову плоскость, а на некоторую другую, отстоящую от гауссовой плоскости на величину $\pm\Delta$.

Геометрическая оптика предполагает, что при такой дефокусировке изображение точки представит собою равномерно освещенный кружок рассеяния, диаметр которого

$$2\rho = \Delta A. \qquad (12)$$

В действительности же по мере роста дефокусировки Δ в дифракционном изображении начинает падать яркость центрального максимума, тогда как кольца постепенно перемещаются, увеличивая свой диаметр, и приобретают бо́льшую яркость;

места минимумов приобретают освещенность, отличную от нуля, т. е. в темных кольцах появляется свет.

Когда Δ достигает величины

$$\Delta_1 = 8\lambda V^2, \qquad (13)$$

центральный максимум обращается в нуль, а изображение точки представляется в виде яркого кольца с деградированной периферией и с темной точкой в центре. При дальнейшем увеличении Δ в центре снова появляется сперва растущий, а затем убывающий вторичный максимум, яркость которого значительно меньше яркости первоначального центрального максимума E_0; яркое же кольцо расширяется до большего диаметра и соответственно тускнеет.

При $\Delta_2 = 2\Delta_1$ изображение снова имеет в центре темную точку и представляется в виде двух относительно ярких колец. Далее явление продолжается в той же последовательности, а потому при порядковом номере k, когда

$$\Delta_k = 8k\lambda V^2, \qquad (14)$$

изображение представляется состоящим из k концентрических светлых колец с темной точкой в центре.

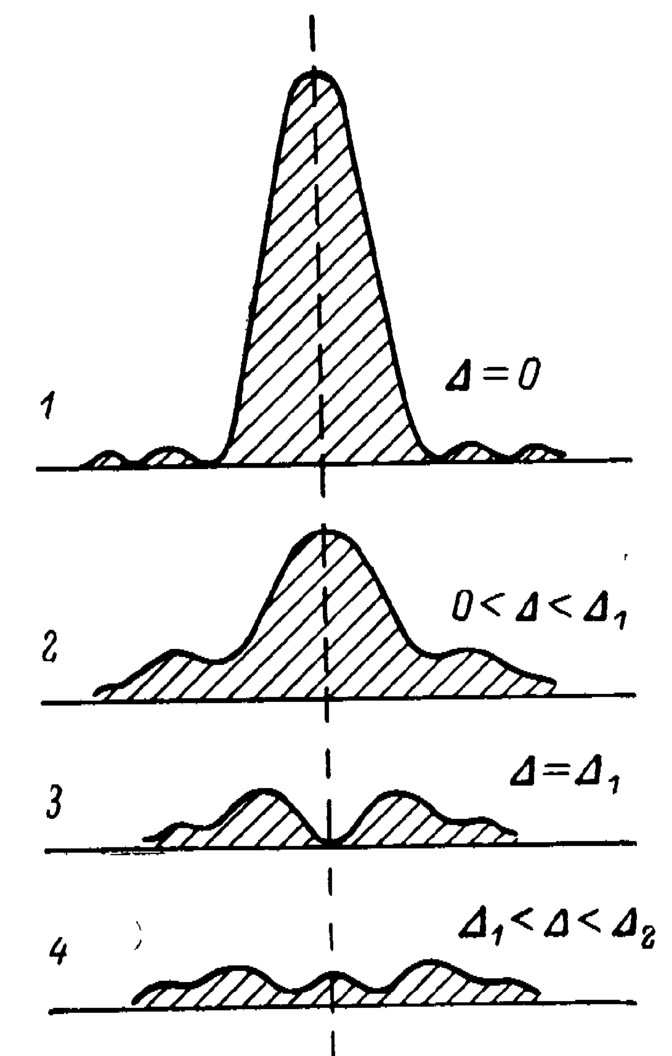


Рис. 8.

На рис. 8 изображены кривые распределения освещенности вдоль центрального сечения дифракционного изображения для четырех случаев:

1) $\Delta = 0$ — случай, уже известный и изображенный подробно на рис. 7;

2) $0 < \Delta < \Delta_1$;

3) $\Delta = \Delta_1$ [по формуле (13)];

4) $\Delta_1 < \Delta < 2\Delta_1$.

Рисунок имеет пояснительный характер, а потому масштаб в нем выдержан неточно.

Исследуем явление более подробно в интервале от 0 до Δ_2, т. е. при весьма незначительных дефокусировках. Для этого разобьем интервал от 0 до Δ_2 на несколько равных частей и вычислим освещенность E в центре дифракционного изображения, выражая ее в процентах освещенности E_0.

Табл. 4 дает значения освещенностей E/E_0 в центре дифракционного изображения при различных значениях дефокусировки Δ.

Таблица 4

Δ/Δ_1	0.0	0.25	0.50	0.75	1.0	1.25	1.50	1.75	2.0
E/E_0, %	100	81.0	40.5	9.0	0	3.2	4.5	1.7	0

Вычисление относительной освещенности было произведено по формуле

$$\frac{E}{E_0}=\frac{\sin^2\left(\pi\frac{\Delta}{\Delta_1}\right)}{\pi^2\left(\frac{\Delta}{\Delta_1}\right)^2}, \qquad (15)$$

которой читатель может воспользоваться для более детального изучения изменения яркости в центре дифракционного пятна с перемещением плоскости фокусировки.

Если, например, кривая *4* рис. 8 соответствует $\Delta=1.5\Delta_1$, то ордината центрального бугорка будет около 4.5% от E_0 кривой *1* того же рисунка, как это следует из табл. 4.

Возвращаясь к формуле (13) и принимая $\lambda=0.555$ мкм, находим значения величины Δ_1 для различных относительных отверстий объектива (табл. 5).

Таблица 5

$\lambda=0.555$ мкм

A	1:1	1:2.5	1:5	1:10	1:25	1:50	1:100
Δ_1, мм	0.00444	0.0278	0.111	0.444	2.78	11.1	44.4

Предупредим читателя на будущее, что во всех последующих таблицах и формулах линейные отрезки могут не сопровождаться буквенным обозначением единиц измерения только в том случае, когда они выражены в миллиметрах; так, $D=140$ означает, что диаметр равен 140 мм, а не каких-либо других единиц измерения. То же самое будет относиться и к углам, измеренным в радианах; но если угол измерен в градусах, минутах или секундах, то после числовой величины угла всегда должна быть указана единица его измерения.

Возвращаясь к табл. 5, заключаем, что в светосильных системах достаточно ничтожной дефокусировки, чтобы резко изменить характер картины дифракционного изображения; в системах же малой светосилы можно смещать плоскость фокусировки на доли миллиметра и даже на целые миллиметры, не изменяя существенно характера дифракционного изображения.

Перейдем теперь от безаберрационного объектива к объективу, обладающему такими аберрациями, при которых фронт волны, образующей изображение, оказывается несферическим.

Рассмотрим случай сферической аберрации как наиболее простой благодаря полной симметрии этой аберрации относительно центра изображения, а потому и наиболее удобной для вычисления.

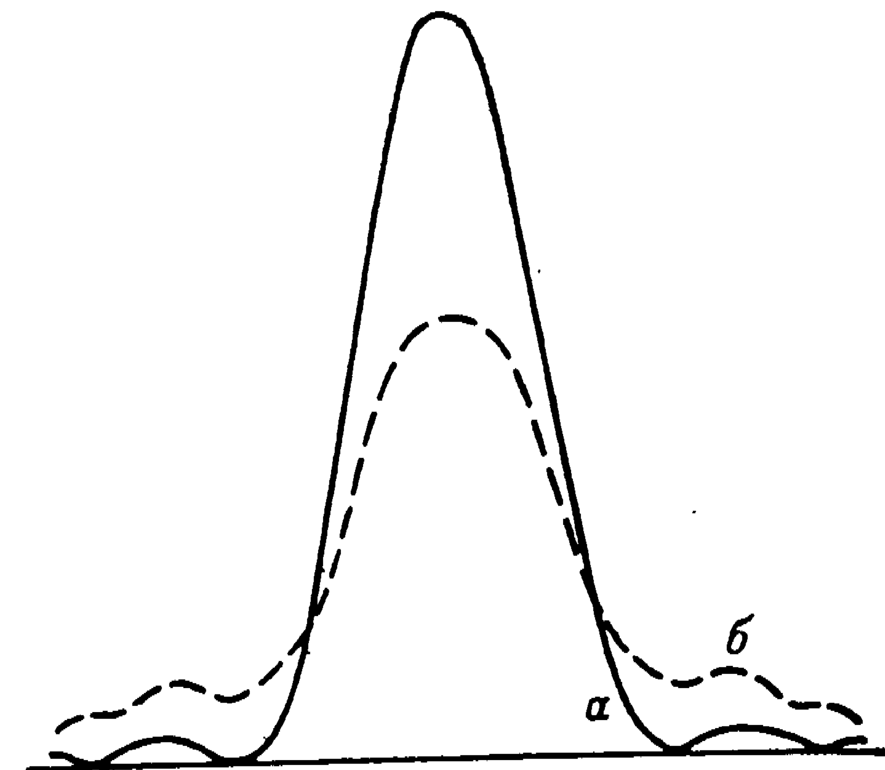


Рис. 9.

Пока сферическая аберрация мала, дифракционное изображение внешне мало отличается от идеального дифракционного изображения рис. 7. Но все же центральный максимум в этом случае ниже E_0, так как часть энергии перешла из центрального пятна в кольца, яркость которых увеличилась не только относительно нового центрального максимума, но и абсолютно; максимумы и минимумы в кольцах приблизительно остались на прежних местах, но замечательно то, что теперь минимумы не равны нулю.

Пояснительный рис. 9 представляет распределение освещенности в дифракционном изображении точки: а) для безаберрационного объектива и б) для объектива с малой аберрацией.

Безаберрационный объектив | Сферическая аберрация

$\Delta=0$ | $\Delta=\Delta_1$ | $\Delta=3.5\Delta_1$ | $\Delta=0$ | $0<\Delta<\Delta s_H$

Рис. 10.

Так как от появления в объективе аберраций световой энергии в изображении не прибавилось и не убавилось, то сколько энергии ушло из центрального кружка, столько ее добавилось к энергии колец. Кольца стали ярче, а центральное ядро бледнее и не так резко очерчено, как при безаберрационном объективе; в результате контрастность точечного изображения заметно пострадала.

Если аберрация велика, то центральный максимум может сильно снизиться, а максимумы и минимумы в кольцах сильно

возрасти и почти уравняться в своей величине, после чего дифракционное изображение мало чем будет отличаться от аберрационного кружка рассеяния геометрической оптики.

Распределение же освещенности в кружке рассеяния будет зависеть, во-первых, от характера остаточной аберрации и, во-вторых, от выбора плоскости фокусировки. В дальнейшем мы еще возвратимся к вопросу о влиянии аберраций на качество изображения и на разрешающую силу оптического прибора; теперь же иллюстрируем некоторые из рассмотренных случаев дифракционного изображения рис. 10, на котором представлены изображения звезды в разных случаях. Рис. 10 является негативным изображением дифракционных картин.

4. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ ДИФРАКЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Материал предыдущего параграфа наименее интересен для наблюдателя земных предметов и наиболее интересен для астронома, так как первому почти никогда не приходится наблюдать светящиеся точки, тогда как у второго подавляющее большинство объектов (звезды) оказываются светящимися точками, равноценными математическим точкам даже для крупных современных телескопов.

Действительно, если, например, диаметр Сириуса равен 1.58 диаметра Солнца и он отстоит от нас на расстояние 8.65 световых лет, т. е. на $82 \cdot 10^{12}$ км,* то он виден для земного наблюдателя под углом $0''.0055$. Дифракционный кружок такого же диаметра, как это следует из формулы (10), мог бы образоваться при диаметре объектива $D=51\,000$! При одинаковом порядке двух величин — истинного углового диаметра светила и диаметра дифракционного кружка (вернее же несколько раньше) — уже нельзя смотреть на объект как на математическую светящуюся точку. Но до диаметра объектива $D=51$ м современная техника пока не дошла, и, кроме того, другие звезды (кроме некоторых особых) представляются для земного наблюдателя под углами, значительно меньшими, чем это было вычислено здесь для Сириуса. Поэтому в изображении звезд мы ничего не видим, кроме картины дифракционного изображения точки.

Но имеется весьма немногочисленный по сравнению со звездами класс других астрономических объектов, у которых мы можем наблюдать некоторые детали на поверхности. Эти детали мы хотим видеть наиболее четко и полно, но дифракция существенно изменяет вид деталей, а иногда и вовсе их затушевывает.

Поэтому астроному никак нельзя ограничиться изучением дифракционного изображения точки, а следует знать теорию дифракционных изображений более широко, хотя бы для того, чтобы избежать ложных представлений в процессе наблюдений, а затем и ложного истолкования этих наблюдений.

* Дж. Джинс. Вселенная вокруг нас. Л.—М., 1932.

После такого предисловия рассмотрим несколько характерных случаев дифракционного изображения, предположив, что объектив свободен от вредных аберраций, что его отверстие круглое и ничем не заэкранировано, что фокусировка на изображение выполнена вполне точно и что наблюдение производится в монохроматическом свете, например при $\lambda=0.555$ мкм. Все отступления от этих четырех условий оговорены дополнительно.

А. Светящаяся линия исчезающе малой ширины

Светящаяся линия AB рис. 11 может рассматриваться как совокупность бесконечно большого числа светящихся точек, таких как точки 0, a, b, c и т. д., отстоящих друг от друга на равные бесконечно малые расстояния. Найти освещенность в какой-либо точке K фокальной плоскости — это значит просуммировать освещенности от каждой элементарной точки, доходящие до точки K. На такое суммирование мы имеем право, так как световые колебания в этих точках некогерентны. Так, например, точка c дает в фокальной плоскости изображение в виде дифракционного кружка с системой колец, а, значит, точка K, как бы она далеко ни отстояла от точки c, окажется в сфере действия дифракционного изображения точки c и получит ту долю освещенности, которая следует из кривой рис. 7; для этого только нужно измерить расстояние между точками K и c, приняв за единицу масштаба прежнюю величину r, а затем снять с кривой рис. 7 соответственную освещенность, выраженную в некотором условном масштабе.

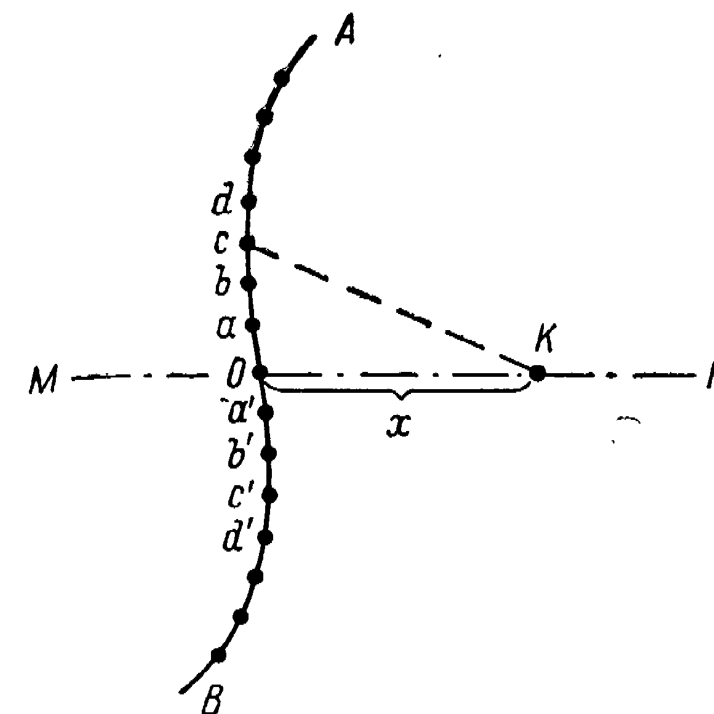


Рис. 11.

При таком графическом (а не математическом) методе расчета нельзя, конечно, разбивать линию на бесконечно большое число точек при бесконечно малых интервалах между ними. Но если для интервала принять величину порядка $r/40$ или даже $r/20$, то полученный результат будет практически неотличим от результата строгого математического вычисления.

Графический метод, примененный мною для решения дифракционных задач, в действительности имеет некоторые методические особенности, но его сущность вполне соответствует приведенному выше описанию.

Этот метод полезен как дополнительный контроль к математическому методу расчета.

Так, в блестящей работе Рэлея «Волновая теория света» начиная с первого издания 1888 г. и до последнего советского издания 1940 г. фигурирует таблица распределения освещенности в изображении светящейся линии, вычисленная Андрэ (1876 г.); между тем числа этой таблицы грубо неправильны, как показало тщательное вычисление с помощью графического метода. С другой стороны, числа, вычисленные Струве для распределения освещенности на границе двух полей (черного и белого), оказались в полном соответствии с теми, что дает графический метод. Так как можно доказать, что числа Андрэ, относящиеся к одному случаю дифракции, несовместимы с числами Струве, относящимися к другому случаю дифракции, то вывод может быть сделан единственный: один из двух авторов получил неверные результаты; графический метод позволил утверждать, что неверными оказались результаты Андрэ, а правильными результаты Струве.*

Возвращаемся к рис. 11 и предполагаем, во-первых, что линия AB есть прямая линия и, во-вторых, что длина ее если и не бесконечно велика, то во всяком случае несравнимо больше нашей единицы масштаба r — радиуса дифракционного кружка. В этом случае в любом сечении MN, перпендикулярном к прямой AB, достаточно удаленном от краев прямой, распределение освещенности соответствует числам, приведенным в табл. 6.

Таблица 6

x/r	E/E_0, %	x/r	E/E_0, %	x/r	E/E_0, %
0.0	100.0	0.953	3.20 (1-й min)	1.780	1.08 (2-й min)
0.1	96.1	1.0	3.35	1.8	1.09
0.2	85.2	1.1	3.98	1.9	1.27
0.3	69.6	1.2	4.41	2.0	1.43
0.4	51.9	1.224	4.43 (1-й max)	2.075	1.48 (2-й max)
0.5	34.8	1.3	4.20	2.1	1.48
0.6	20.9	1.4	3.46	2.2	1.35
0.7	11.1	1.5	2.52	2.3	1.08
0.8	5.60	1.6	1.65	2.4	0.79
0.9	3.42	1.7	1.19	2.5	0.59
				2.6	0.52
				2.602	0.52 (3-й min)
				и т. д.	

* Вычисление по строгой формуле $E/E_0=3\pi H_1(2q)/8q^2$, где H_1 — функция Струве, а $q=\pi Dx/\lambda f$, дает значения, очень близкие к величинам Д. Д. Максутова, но отличные от результата Андрэ. — *Прим. ред.*

На рис. 12 тот же материал представлен в виде кривой распределения освещенности; для освещенности же в полосах вычерчена дополнительная пунктирная кривая в 25-кратном масштабе.

Как это видно из табл. 6 и рис. 12, ширина центральной полосы дифракционного изображения линии получилась несколько меньше диаметра дифракционного кружка изображения точки, а именно в отношении 953 : 1 000. Вместе с тем дифракционные

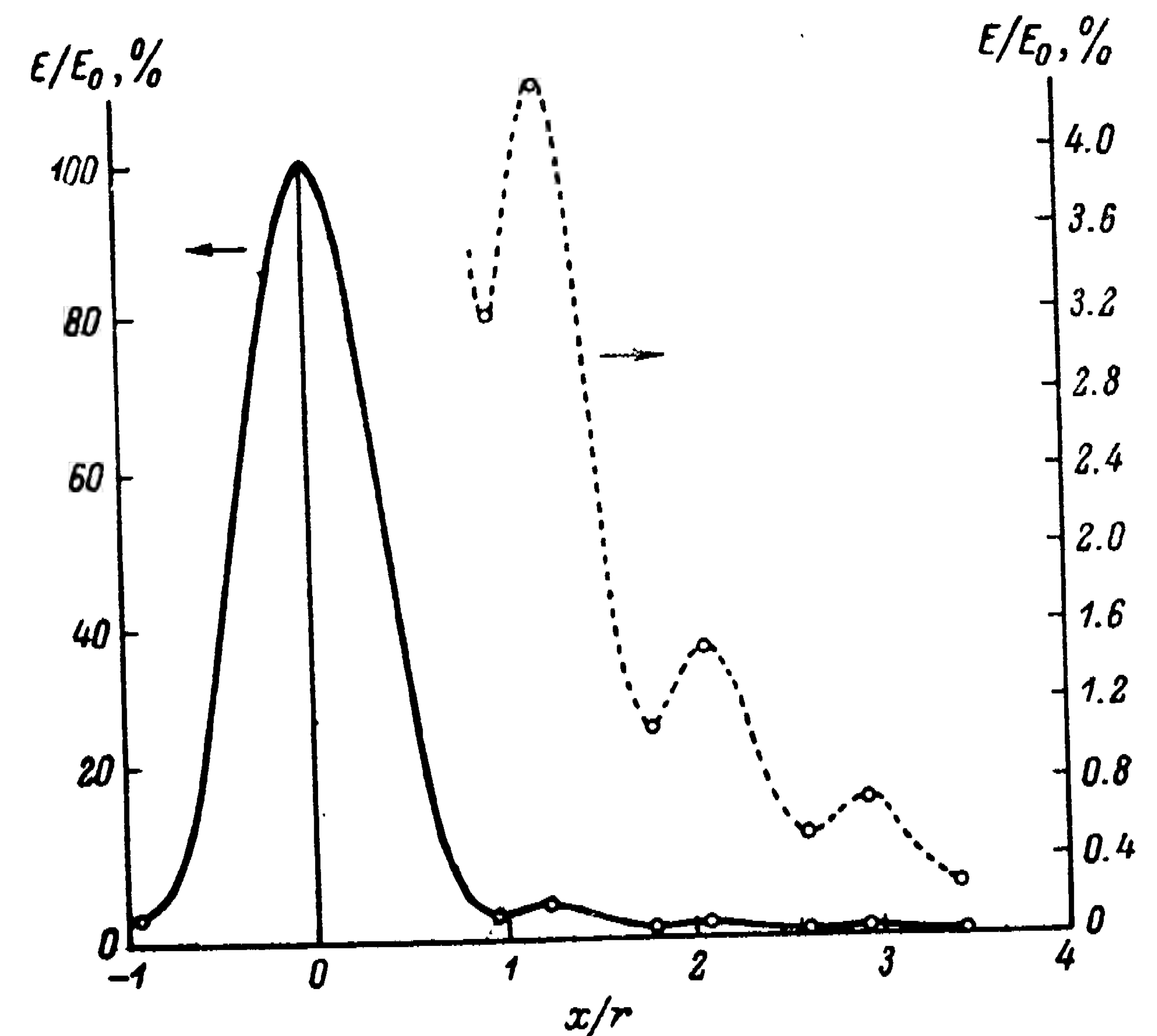


Рис. 12.

минимумы не равны нулю, а максимумы относительно более ярки, чем в кольцах дифракционного изображения точки. К этому следует еще прибавить, что средняя освещенность в дифракционных полосах высоких порядковых номеров убывает пропорционально не кубу (как в случае точки), а квадрату удаления от геометрического изображения линии; по тому же закону убывает и средняя энергия в дифракционных полосах.

Изображение прямой линии исчезающе малой ширины представляется, таким образом, в виде полосы, ограниченной первым минимумом рис. 12 и сопровождаемой по обе стороны параллельными полосами — спутниками, наблюдаемыми на фоне не вполне черных минимумов. Яркость максимумов довольно быстро убывает с ростом их порядкового номера, но не так быстро, как в точечном изображении.

Таким образом, при замене точечного источника линейным ширина его центрального изображения несколько сокращается, но в то же время контрастность изображения заметно снижается.

Все это справедливо в случае круглого отверстия объектива. Если же отверстие объектива ограничить прямоугольной диафрагмой, обозначив через a сторону прямоугольника, перпендикулярную к направлению линии AB рис. 11, и приняв $a=D$ круглого объектива, то, во-первых, первый минимум ограничит полосу, половина ширины которой равна 0.82 r (вместо 0.953 r), во-вторых, максимумы приобретут несколько бóльшие значения по сравнению с табл. 6 и окажутся на новых местах ближе к геометрическому изображению и, в-третьих, минимумы окажутся точно равными нулю. Прямоугольное отверстие объектива со-

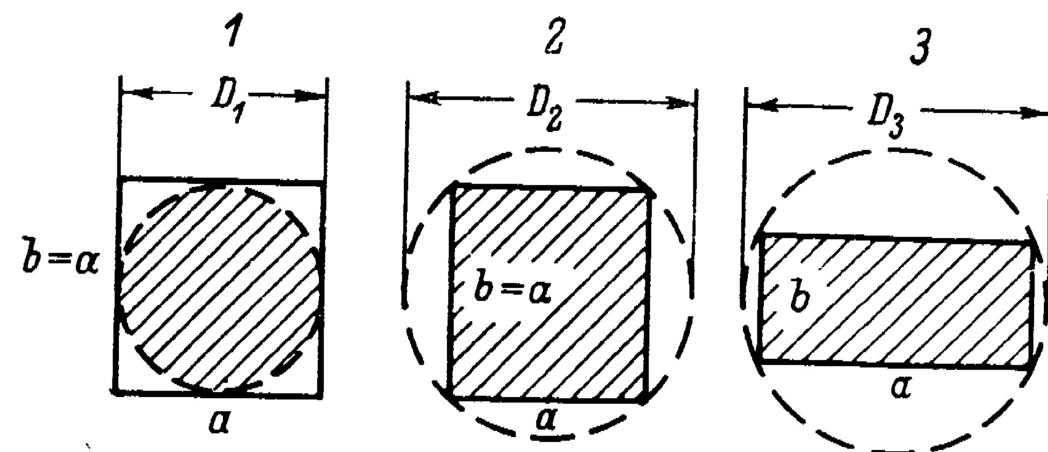


Рис. 13.

здает, таким образом, значительно более выгодное дифракционное изображение линии, и этим соображением следует руководствоваться при конструировании спектральных приборов, в которых объектом является щель, т. е. весьма узкая прямая линия.

Высота b прямоугольного отверстия объектива, т. е. сторона прямоугольника в направлении, параллельном линии AB, никак не влияет на распределение освещенности вдоль сечения, перпендикулярного к изображению линии. Поэтому из той же массы стекла выгоднее сделать призму меньшей высоты, но с более длинными сторонами, и вписать ее проекцию в цилиндрический пучок лучей, идущих от коллиматора, а не наоборот. На рис. 13 представлены три случая расположения проекции призмы относительно пучка лучей коллиматора (пунктирного круга).

Самым невыгодным оказывается первый случай, так как в нем действующее отверстие объектива оказывается круглым, углы же призмы остаются неиспользованными. Значительно более благоприятным является второй случай, в котором благодаря использованию углов призмы сечение пучка оказывается прямоугольным ($a=b$), что выгодно и для размеров дифракционного изображения, и для распределения энергии в нем. Наконец, наиболее выгодным оказывается третий случай ($a > b$). При переходе от первого случая ко второму и к третьему имело место возрастание диаметра объектива ($D_1 < D_2 \approx D_3$); но следует помнить, что в спектральном приборе наибольшую ценность представляют призмы (и лишь в редких случаях камера), и, кроме того, раз главное назначение прибора — дать предельно четкое изображение спектра, значит, следует примириться с ростом объективов коллиматора и трубы или камеры и с неизбежным увеличением стоимости прибора.

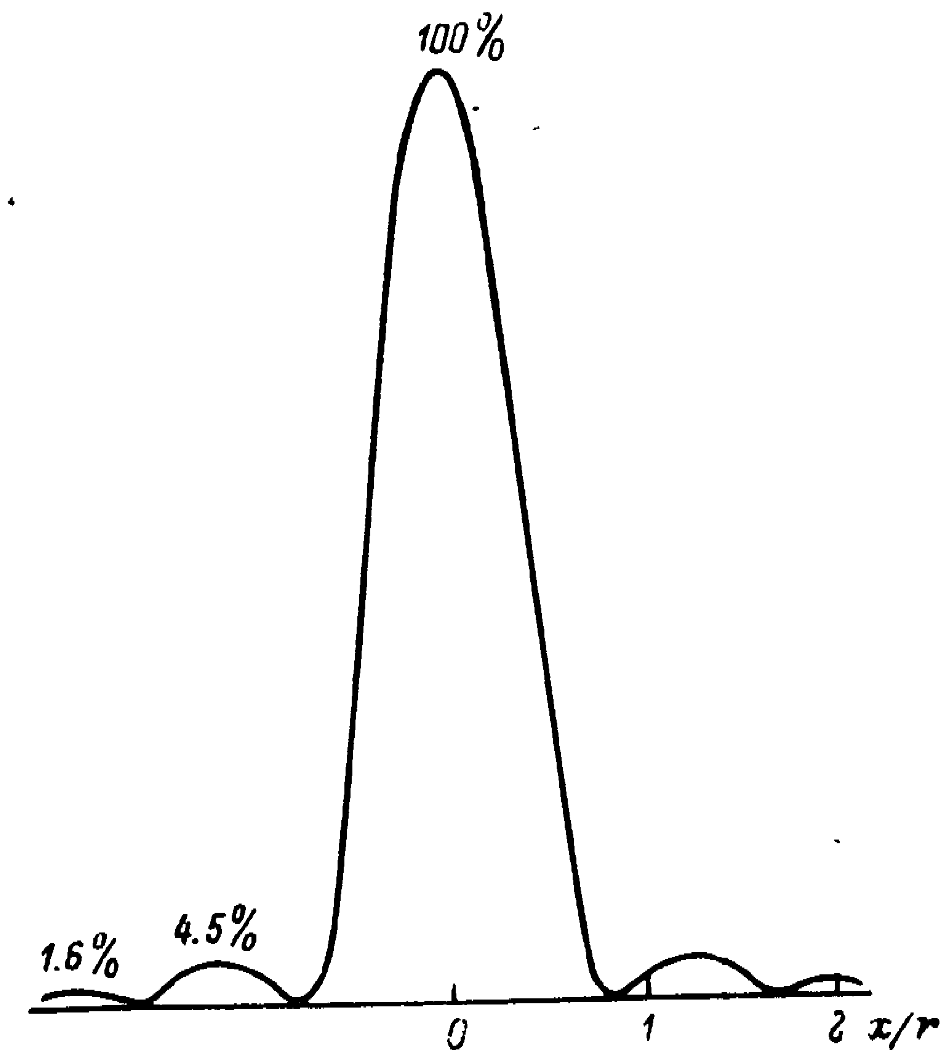


Рис. 14.

Если между вторым и третьим случаем существует лишь количественная разница, то между ними и первым случаем существует, как мы видели, заметное качественное различие, которое проще всего устанавливается сопоставлением кривых распределения освещенности в дифракционном изображении при круглом отверстии объектива (рис. 12) и при отверстии прямоугольном (рис. 14).*

Б. Светлая полоса постоянной конечной ширины

Полосу постоянной конечной ширины можно рассматривать как совокупность бесконечно большого числа параллельных бесконечно тонких полос. Зная распределение освещенности

* При наблюдениях предельно слабых астрономических объектов светосила камеры спектрографа становится решающим параметром и, жертвуя чистотой спектра, в этом случае приходится использовать первый случай. — *Прим. ред.*

в изображении бесконечно тонкой полосы и зная ширину заданной полосы, можно вычислить, математически или графически, распределение освещенности в сечении, перпендикулярном к изображению полосы. Ширину полосы h удобно выражать в долях r (9), т. е. воспользоваться и для этого случая ранее установленной единицей поперечного масштаба.

На рис. 15 представлены дифракционные изображения для четырех значений ширины полосы: $h_1=0.3r$; $h_2=0.5r$; $h_3=0.7r$; $h_4=1.0r$. Во всех случаях длина полосы несравнимо больше ее ширины, а объектив свободен от аберраций и имеет круглое отверстие.

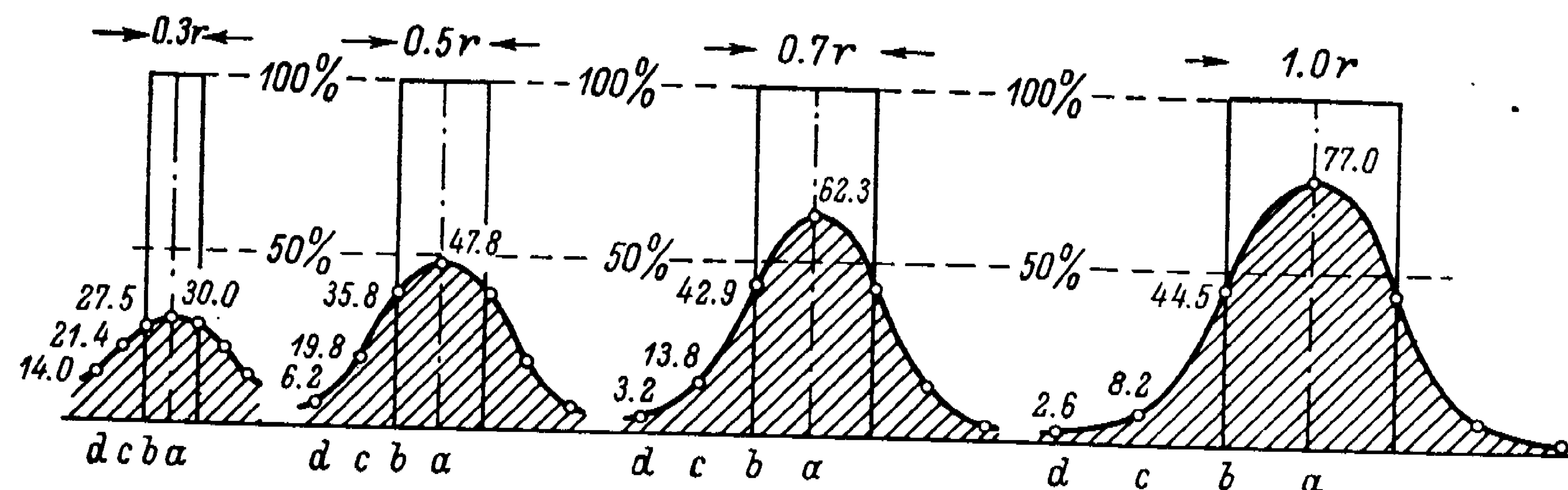


Рис. 15.

Прямоугольники, высота которых оценена в 100%, а ширина равна h, выражают графически освещенность и размеры геометрического изображения полос. Однако дифракция преобразует резко ограниченные контуры геометрических изображений в расширенные деградированные полосы с максимумом освещенности в центре геометрического изображения полосы. Естественно, что во всех случаях максимумы ниже 100%: они тем относительно меньше, чем меньше относительная ширина полосы h/r.

На рис. 15 приведены значения центральных максимумов (для точек a) освещенности на границе геометрического изображения (для точек b) и освещенности в точках c и d, отстоящих от края геометрического изображения на $h/2$ и h. В силу закона сохранения энергии каждая заштрихованная фигура, продолженная до бесконечности в обе стороны, должна быть равновелика соответственному прямоугольнику геометрического изображения.

Ход кривой распределения освещенности изображен более детально на рис. 16 для частного случая полосы шириной $h=0.528r$, при которой в центре изображения освещенность близка к 50% от освещенности геометрического изображения. Так, например, если диаметр телескопа $D=140$, то, согласно формуле (11), радиус дифракционного кружка точечного изображения, т. е. наша единица масштаба r, равен 1″; наблюдая с помощью

такого телескопа светлую полосу шириной $h=0.528r=0''.528$ (в угловых мерах) на черном фоне, мы увидим ее, во-первых, значительно расширенной дифракцией — в соответствии с кривой рис. 16, и, во-вторых, наибольшая яркость в центре изображения полосы будет составлять только половину «геометрической яркости» изображения полосы.

Все сказанное выше относится к прямолинейным полосам. Если полоса криволинейна, но кривизна ее невелика, то распределение освещенности в изображении такой полосы мало чем будет

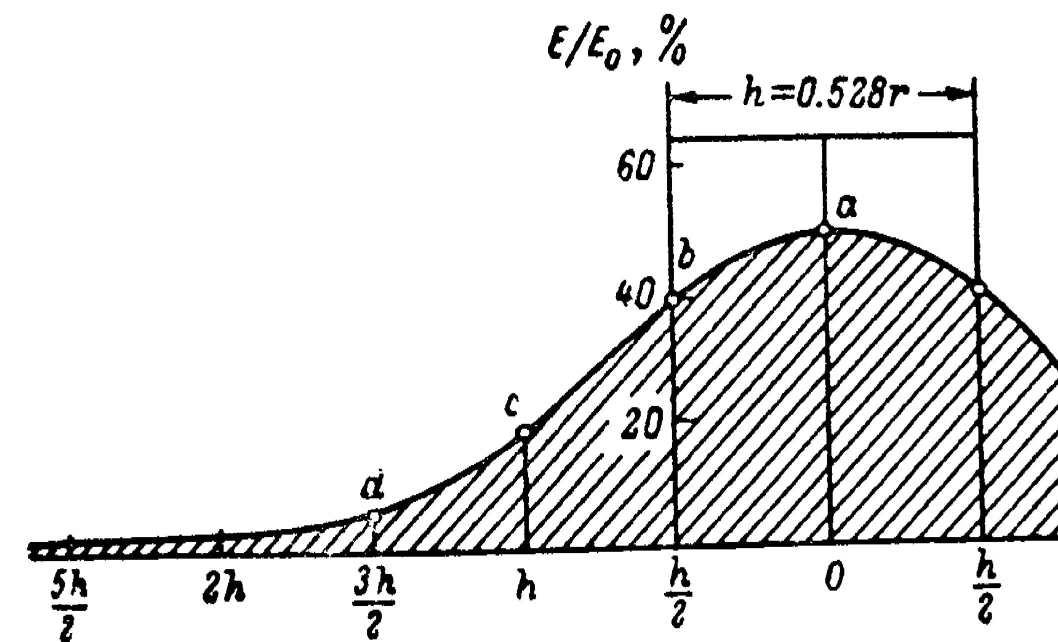


Рис. 16.

отличаться от только что описанного. Но если кривизна линии велика, т. е. если радиусы кривизны у отдельных элементов полосы сравнимы с r по величине, то распределение освещенности в изображении такой полосы может сильно отличаться от вышеописанного.

Случай *черной полосы на светлом фоне* оказывается дополнительным к случаю светлой полосы на черном фоне и является как бы его негативом. Стоит перевернуть кривые рис. 15 и 16, и случай светлой полосы на черном фоне обратится в случай черной полосы на светлом фоне. Расчет подтверждает правильность такого априорного заключения. Так, если светлая полоса шириной $h=0.3r$ (рис. 15) имеет в максимуме 30% яркости геометрического изображения, то темная полоса той же ширины на светлом фоне дает провал, составляющий 70% от яркости остального светлого фона, принимаемой за 100%; кривая этого провала будет постепенно приближаться к 100% по тому же закону, по которому первая кривая рис. 15 приближалась к 0%.

В. Граница темного и светлого полей

Начнем беспредельно увеличивать ширину полос рис. 15 так, чтобы, например, левая граница полосы оставалась в центре поля зрения, а правая беспредельно отодвигалась вправо. В пре-

деле (а практически значительно раньше) мы дойдем до характерного случая двух полей: черного и светлого, разграниченных прямой линией раздела. Распределение освещенности для геометрического изображения выглядит здесь весьма просто: в темном поле освещенность равна нулю, в светлом поле она равна 100%, а на границе раздела происходит мгновенный скачок освещенности с нуля к 100%.

Совсем не так выглядит истинная картина распределения освещенности двух полей с учетом дифракции. На рис. 17 пред-

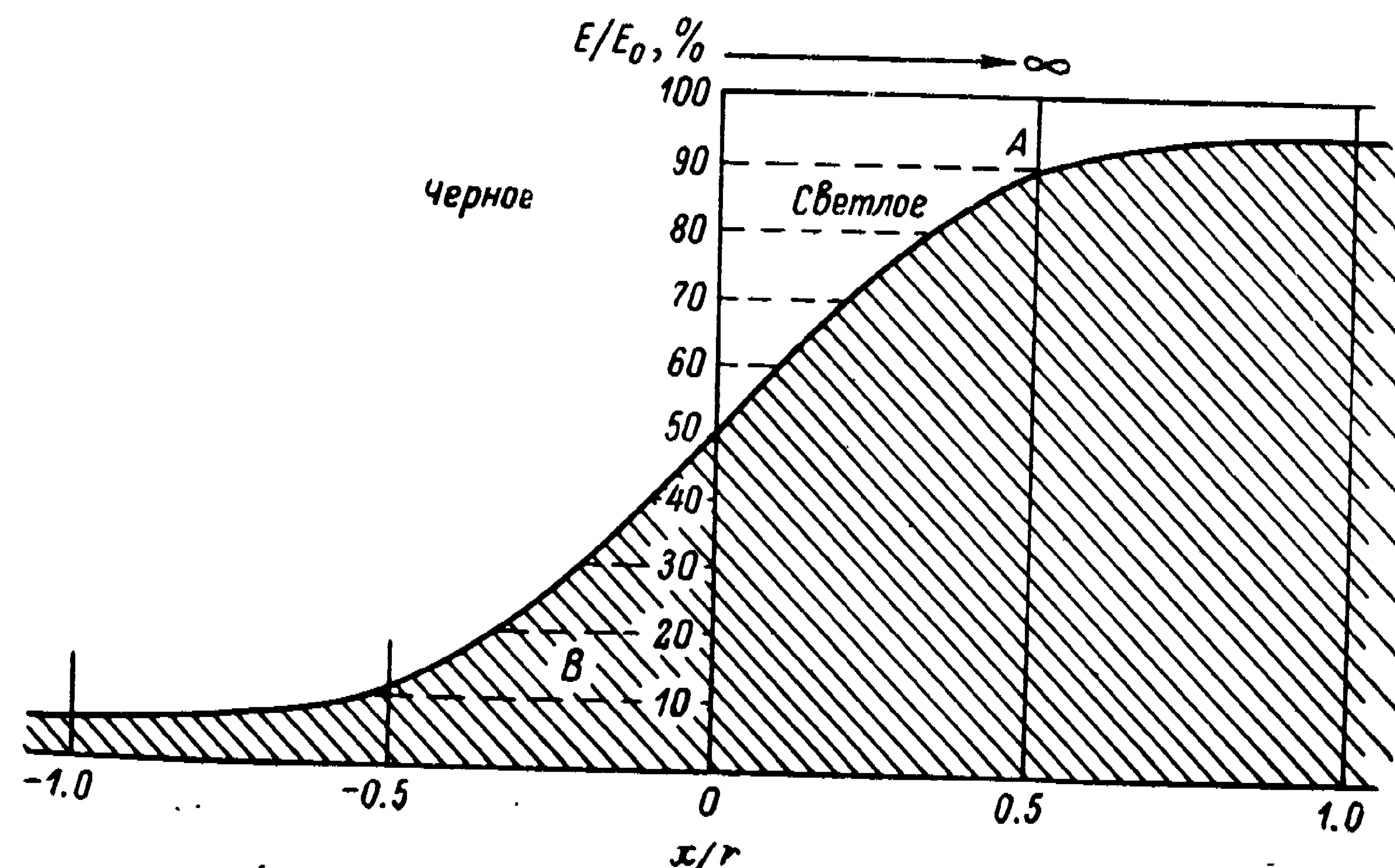


Рис. 17.

ставлено распределение освещенности вблизи границы черного и светлого полей большой протяженности, разграниченных прямой линией раздела. Прежде всего на геометрической границе (начало координат) освещенность в точности равна 50% от освещенности светлого поля; далее кривая изменяется совершенно симметрично, в темном поле постепенно приближаясь к 0%, а в светлом — к 100%, т. е. сумма любых двух ординат, равноотстоящих от геометрической границы, составляет 100%; наконец, каждая из двух симметричных ветвей кривой идет не вполне плавно, имея небольшую волнистость, незаметную для глаза при избранном масштабе рис. 17. В силу закона сохранения энергии незаштрихованная часть поля A вправо от оси ординат должна быть равна заштрихованной части поля B влево от оси ординат.

По оси абсцисс отложено расстояние x от границы геометрического изображения, выраженное в прежней единице масштаба r.

В табл. 7 приведены округленные значения освещенностей, послужившие для построения кривой рис. 17.

Если граница двух полей не прямолинейна, то по мере приближения радиуса ее кривизны к величине r распределение ос-

Таблица 7

x/r	E/E_0, %	x/r	E/E_0, %	x/r	E/E_0, %	x/r	E/E_0, %
—2.4	2.2	—1.2	4.6	0.0	50.0	1.3	95.8
—2.3	2.3	—1.1	5.0	0.1	60.4	1.4	96.2
—2.2	2.4	—1.0	5.4	0.2	69.8	1.5	96.6
—2.1	2.6	—0.9	5.8	0.3	77.8	1.6	96.8
—2.0	2.7	—0.8	6.2	0.4	84.1	1.7	96.9
—1.9	2.8	—0.7	7.0	0.5	88.5	1.8	97.0
—1.8	3.0	—0.6	8.7	0.6	91.3	1.9	97.2
—1.7	3.1	—0.5	11.5	0.7	93.0	2.0	97.3
—1.6	3.2	—0.4	15.9	0.8	93.8	2.1	97.4
—1.5	3.4	—0.3	22.2	0.9	94.2	2.2	97.6
—1.4	3.8	—0.2	30.2	1.0	94.6	2.3	97.7
—1.3	4.2	—0.1	39.6	1.1	95.0	2.4	97.8
				1.2	95.4		

вещенности в дифракционной картине все более и более уклоняется от значений рис. 17 или табл. 7. Так, изображение края Солнца, Луны и крупных планет приобретает практически такое же дифракционное растяжение, как и изображение прямолинейной границы двух полей, и это потому, что угловые радиусы этих светил значительно превышают a_r формулы (11). Впрочем, гористый рельеф лунной поверхности способен несколько исказить тонкую структуру дифракционного изображения внешней границы лунного диска. К изображению же мелких деталей или дисков малых планет (например, спутников больших планет) числа табл. 7 совершенно неприменимы. Если между двумя полями нет полного контраста (светлое и черное поля), то контрастность изображения границы соответственно снижается, и такую границу мы менее отчетливо различаем при равенстве остальных условий наблюдения.

Г. Диски малого диаметра

Если радиус R равномерно светящегося диска виден под углом того же порядка, что и a_r формулы (11), т. е. если геометрическое изображение такого диска столь же миниатюрно, как и дифракционное изображение точки, то, как было упомянуто, предшествующие кривые распределения освещенности в дифракционном изображении непригодны для такого случая.

В этом случае решение задачи сводится к следующему. Разбиваем диск малого радиуса R на большое число концентрических зон равной ширины (рис. 18), площади которых пропорциональны их среднему расстоянию от центра диска. Так, если площадь центрального заштрихованного на рисунке кружка равна некоторой условной единице, то площадь первого кольца

составит 3 таких единицы, площадь второго — 5 единиц, площадь третьего — 7 единиц и т. д.; на такое же число равновеликих площадок разобьем каждое кольцо и сведем его действие к действию отдельных точек — таких, как семь точек, обозначенных в третьем кольце рисунка буквами a, b, c, d, e, f, g.

Освещенность в некоторой точке K фокальной плоскости определяется как сумма освещенностей, созданных каждым элементарным кольцом геометрического изображения диска; освещенность же от каждого кольца, например от третьего, равна сумме освещенностей от его элементарных участков, сведенных к точкам a, b, . . ., f, g. Измеряя расстояния aK, bK, . . ., fK,

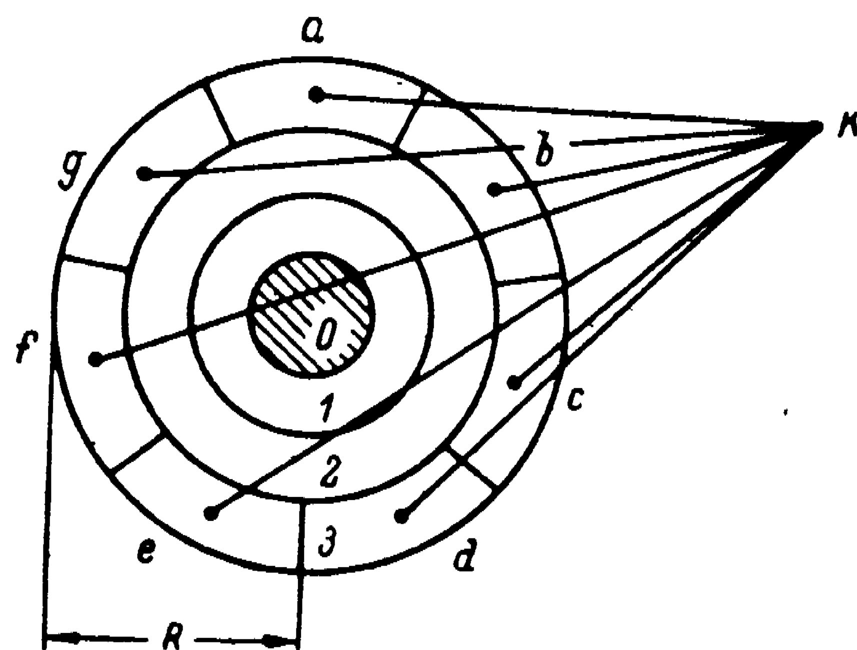


Рис. 18.

gK и выражая их в принятом ранее масштабе, за единицу которого принят r, можно снять с кривой рис. 7 значения элементарных освещенностей и, просуммировав их для всей площади геометрического изображения диска, найти значение освещенности в точке K в некотором условном масштабе.

Точка K может лежать как за пределами геметрического изображения диска, так и внутри него; характерными оказываются два случая: 1) когда точка K представляет собою центр геометрического изображения и 2) когда точка K лежит на границе геометрического изображения, т. е. на окружности диска. Первый случай весьма прост для вычисления, второй более сложен.

Не рассматривая здесь второго частного случая, а также и общего случая, когда K находится на любом расстоянии от центра изображения, приведем результаты вычислений для первого случая: иными словами, определим освещенность в центре изображения малого светящегося диска. Освещенность выразим отношением E/E_0, где E — фактическая освещенность и E_0 — освещенность геометрического изображения, т. е. без учета дифракции.

Размеры дисков будем характеризовать отношением R/r, где R — радиус геометрического изображения и r — прежняя единица поперечного масштаба.

На рис. 19 изображена зависимость между E/E_0 и R/r при условии, конечно, круглого незаэкранированного объектива, свободного от аберраций, и равномерной яркости наблюдаемого диска.

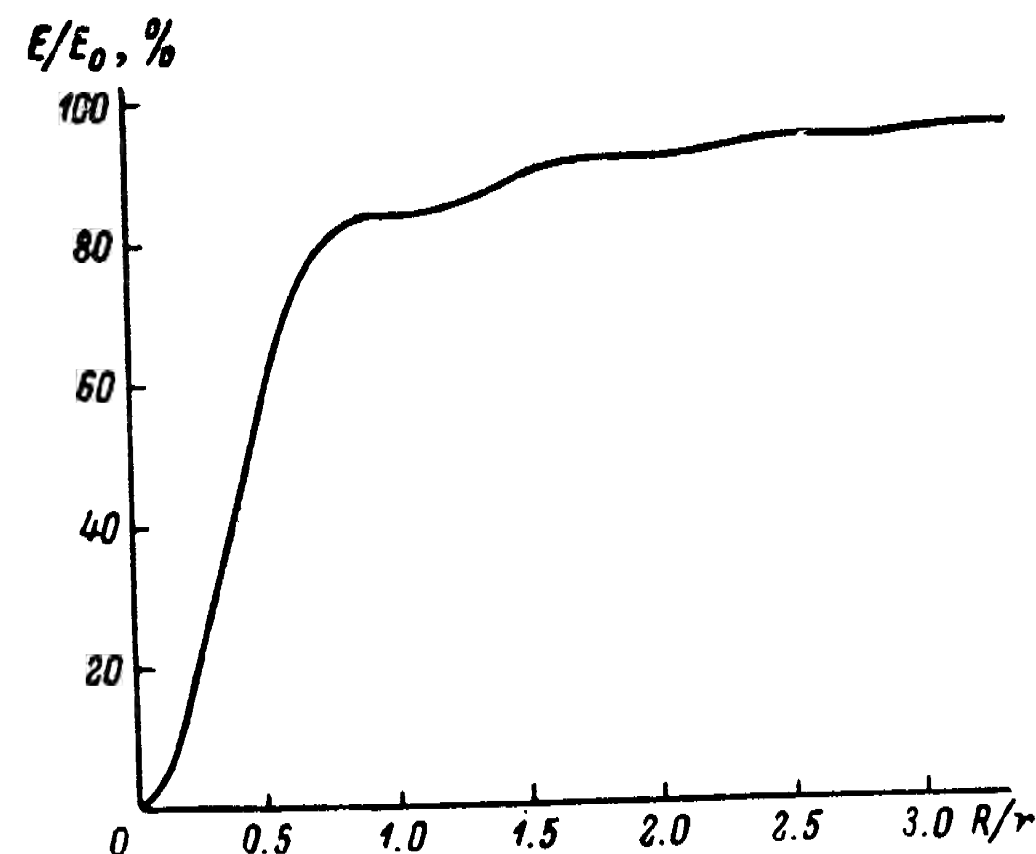


Рис. 19.

Если бы вместо светлого диска на черном фоне наблюдался черный диск того же диаметра на светлом фоне, то для такой негативной картины яркость в центре изображения черного диска равнялась бы дополнению ординат рис. 19 до 100%.

Так, при $R=r$ яркость в центре изображения светлого диска на черном фоне составляет 83.86% от яркости геометрического изображения; такой же черный диск на светлом фоне яркости 100% перестал бы в силу дифракции представляться нам черным и имел бы в центре яркость $100-83.86=16.14\%$ от яркости остального светлого фона. Кроме того, во всех случаях дифракция соответственно растягивает контуры изображения и создает постепенный переход от света к темноте без резко выраженной границы. В случае неполного контраста контрастность изображения соответственно снижается в еще большей мере.

Приведем данные, вычисленные для составления рис. 19 и полезные для расчетов видимости мелких объектов полного контраста (табл. 8).

Таблица 8

R/r	E/E₀, %		R/r	E/E₀, %		R/r	E/E₀, %	
	светлый диск	черный диск		светлый диск	черный диск		светлый диск	черный диск
0.0	0.0	100.0	1.0	83.86	16.14	2.0	91.2	8.8
0.1	3.6	96.4	1.1	84.0	16.0	2.1	91.7	8.3
0.2	13.8	86.2	1.2	84.7	15.3	2.2	92.3	7.7
0.3	28.2	71.8	1.3	86.1	13.9	2.3	93.0	7.0
0.4	44.0	56.0	1.4	87.8	12.2	2.4	93.5	6.5
0.5	59.0	41.0	1.5	89.4	10.6	2.5	93.7	6.3
0.6	70.6	29.4	1.6	90.4	9.6	2.6	93.8	6.2
0.7	78.4	21.6	1.7	91.0	9.0	2.7	93.8	6.2
0.8	82.3	17.7	1.8	91.1	8.9	2.8	93.9	6.1
0.9	83.7	16.3	1.9	91.1	8.9	2.9	94.1	5.9
						3.0	94.4	5.6

5. ПРЕДЕЛЬНАЯ ВИДИМОСТЬ ДЕТАЛЕЙ. РАЗРЕШАЮЩАЯ СИЛА

Забегая несколько вперед, изложим вкратце некоторые особенности глаза, без знания которых невозможно установить пределы видимости и разрешающей силы.

Если между двумя смежными элементами поверхности предмета или его изображения нет разницы в яркости (вопрос о различии в цвете здесь не затрагивается), то ни глаз, ни фотопластинка, ни любой фотометр не смогут отграничить один элемент от другого и сольют их в одно целое: раздельная видимость двух элементов в этом случае исчезла. Отделить один элемент изображения или предмета от другого можно, очевидно, лишь при условии различия в их яркостях; при этом нужно, чтобы такое различие было не меньше некоторой «пороговой» величины, неодинаковой для различных наблюдателей и различных яркостей.

Если говорить о «среднем наблюдателе», то при яркостях от ~0.5 до ~0.0005 сб этот порог довольно постоянен и близок к 1.5%; это значит, что при различии в яркости двух элементов предмета или его изображения около 1.5% средний наблюдатель способен обнаружить, что один элемент ярче другого, иначе говоря, способен распознать два элемента раздельно, а не слить их вместе. При меньших и бóльших яркостях контрастная чувствительность глаза падает, т. е. величина порога различения контраста поднимается выше 1.5%. Поэтому, чтобы средний наблюдатель распознал наличие каких-либо деталей в изображении, необходимо, чтобы между ними и соседними точками изображения существовало различие в яркости не менее 1.5%. Кроме того, еще требуется, чтобы изображение было достаточно крупным,

достаточно, но не слишком ярким, а глаз достаточно хорошо адаптирован к такому освещению.

В предыдущем параграфе были рассмотрены случаи изображения черной полосы и черного диска на светлом фоне. Легко было убедиться, что, как бы ни были малы ширина полосы h/r или радиус диска R/r, в центре их изображения яркость или освещенность будут меньше, чем у окружающего фона. Если бы контрастная чувствительность глаза была бесконечно велика, то черная полоса исчезающе малой ширины или черный диск исчезающе малого радиуса на светлом фоне были бы таким глазом всегда обнаружены. Но в действительности, и притом при наивыгоднейших условиях наблюдения, средний человеческий глаз может обнаружить только те темные пятна, для которых изображение оказывается по крайней мере на 1.5% темнее фона.

При таком предположении можно вычислить, что предел видимости черной полосы на светлом фоне достигнут, когда ширина геометрического изображения полосы

$$\frac{h_{min}}{r} = 0.0143. \qquad (16)$$

Приблизительно то же число получается и при экстраполяции кривых рис. 15.

Формулы (16) и (11) позволяют выразить предельную ширину видимой черной полосы в угловых мерах:

$$h_{min} = \frac{2.0}{D} \text{ сек. дуги.} \qquad (17)$$

Зная расстояние до наблюдаемого светила и зная диаметр телескопа D, можно вычислить в линейных мерах предельную ширину еще различимых темных полос полного контраста.

Таблица 9

Контраст=1

D, мм	50	100	200	500	1000	2000	5000
Лунные трещины, h_{min}, м	74.4	37.2	18.6	7.44	3.72	1.86	0.74
«Каналы» Марса, h_{min}, км	10.7	5.3	2.7	1.07	0.53	0.27	0.11

Табл. 9 составлена для двух случаев таких объектов: 1) для лунных трещин и борозд, у которых контраст, по-видимому, полный, и 2) для идеализированных «каналов» Марса, контраст которых предположен полным, хотя в действительности это, конечно, не так; предположено, что Марс наблюдается во время великих противостояний, когда расстояние до него равно $55 \cdot 10^6$ км.

Так, при наблюдении в 4-дюймовый телескоп* можно надеяться обнаружить трещины на Луне, если их истинная ширина не меньше 37 м, или «каналы» на Марсе, если их истинная ширина превосходит 5 км и если они представляют собою вполне черное образование на светлом диске планеты.

Для 5-метрового телескопа-гиганта (США, Маунт Паломар) эти предельные размеры соответственно сократятся до 74 см и 110 м. На Луне можно будет увидеть «канаву» шириной меньше 1 м, а на Марсе — «канал» шириной около 100 м!

К сожалению, такие пределы не будут достигнуты по нескольким причинам, неизбежным в случае крупных телескопов: 1) земная атмосфера не позволит получить достаточно четкие изображения; 2) температурные деформации зеркал значительно снизят качество изображения; 3) возможная недостаточная точность изготовления зеркальных поверхностей и возможные их деформации под действием собственного веса могут повести к дальнейшему снижению качества изображения. Кроме того, следует помнить, что если на лунной поверхности возможны детали полного контраста, то детали Марса всегда должны обладать контрастом меньше единицы благодаря наличию у Марса атмосферы.

Во всяком случае данные табл. 9 показывают, что видимость деталей ниже указанных пределов невозможна ни при каких условиях, если только говорить о среднем наблюдателе, а не об исключительном, обладающем особо высокой контрастной чувствительностью глаза.

Так обстоит дело с видимостью темных полос, т. е. деталей, имеющих заметную протяженность в одном направлении и весьма малую протяженность в направлении перпендикулярном.

Значительно хуже обстоит дело с видимостью темных дисков или, более обобщенно, с видимостью темных деталей, имеющих малую протяженность во всех направлениях. Кривая рис. 19 позволяет снять точку с абсциссой $R/r=0.064$, ордината которой равна пороговой разности яркостей 1.5%. Это значит, что минимальный диаметр черного диска, видимого на пределе на светлом фоне, равен

$$2R_{\min} = \frac{17.9}{D} \text{ сек. дуги.} \qquad (18)$$

Так как формула (18) отличается от формулы (17) коэффициентом, в ~ 9 раз бóльшим, то можно заключить, что предельная видимость круглых или близких к ним темных пятен в ~ 9 раз хуже предельной видимости таких же полосообразных деталей, имеющих ширину, равную диаметру круглого пятна. Таблицы для $2R_{\min}$ можно не приводить, так как, очевидно, она получается путем умножения на 9 чисел табл. 9.

* 1 дюйм=25.4 мм. — *Прим. ред.*

Предельная видимость светлых деталей на черном фоне определяется совсем из других соображений. Здесь достаточно будет сказать, что как бы ни были малы угловой диаметр светлого диска или угловая ширина светлой полосы, наблюдаемых на черном фоне, но, если они достаточно ярки, чтобы произвести световое раздражение на сетчатой оболочке глаза выше некоторого порогового раздражения, они будут видимы. Так, глаз видит звезды, хотя их угловые диаметры исчезающе малы.

Значительный интерес представляет случай наблюдения двух тесно расположенных объектов. Эти объекты могут удовлетворять условиям видимости, и в то же время глаз не различит их раздельно, а сольет в один объект, если расстояние между ними недостаточно велико для инструмента данного диаметра D.

«Р а з р е ш и т ь» два объекта — это значит увидеть их раздельно. Но при данном угловом расстоянии между объектами разрешение может быть достигнуто лишь в том случае, когда угловые размеры их дифракционных изображений достаточно малы; угловые же размеры дифракционного изображения, как это следует из формулы (10), обратно пропорциональны диаметру действующего отверстия телескопа. Поэтому так называемая разрешающая сила телескопа прямо пропорциональна его диаметру D при данной длине волны света λ. Чем выше разрешающая сила, тем меньше может быть угловое расстояние ρ между объектами, при котором они видны раздельно, т. е. разрешаются. Поэтому разрешающую силу удобно оценивать о б р а т н о й в е л и ч и н о й п р е д е л ь н о г о у г л а р а з р е ш е н и я ρ. Угол ρ принято выражать в секундах дуги.

Представим себе нереальный случай глаза, чувствительного к бесконечно малым контрастам. Величину углового расстояния между объектами, разрешаемыми на пределе таким глазом, назовем *теоретическим предельным углом разрешения* и обозначим его через ρ_0. Понятно, что при таком угловом расстоянии между объектами реальный человеческий глаз их разрешить не может.

В виде аналогии напомним, что теоретическая видимость черных полос и дисков на светлом фоне должна иметь место при исчезающе малых их ширине или диаметре, но ни один человеческий глаз в таком случае их не увидит, так как контрастная чувствительность глаза ограничена.

Для практической возможности р а з р е ш е н и я н а п р е д е л е двух близких объектов, притом в случае оптимальных условий наблюдения, необходимо, чтобы яркость «перемычки» между изображениями объектов была по крайней мере на 1.5% больше или меньше яркости изображения центров объектов. Соответствующее этому случаю угловое расстояние между *центрами* объектов назовем *практическим предельным углом разрешения* и обозначим его через $\rho_{1.5}$.

Наконец, если контраст изображений объектов и промежутка между ними достигает 5%, то разрешение оказывается доста-

точно уверенным и для более широкого диапазона условий наблюдения. Для этого случая обозначим угол разрешения через p_5.

Понятно, что, в то время как углы p_0 и $p_{1.5}$ имеют достаточно определенный смысл каких-то пределов, угол p_5 является в значительной мере условным, а потому разрешающую силу рациональнее характеризовать первыми двумя углами, а не третьим углом.

Переходим к частным случаям разрешения.

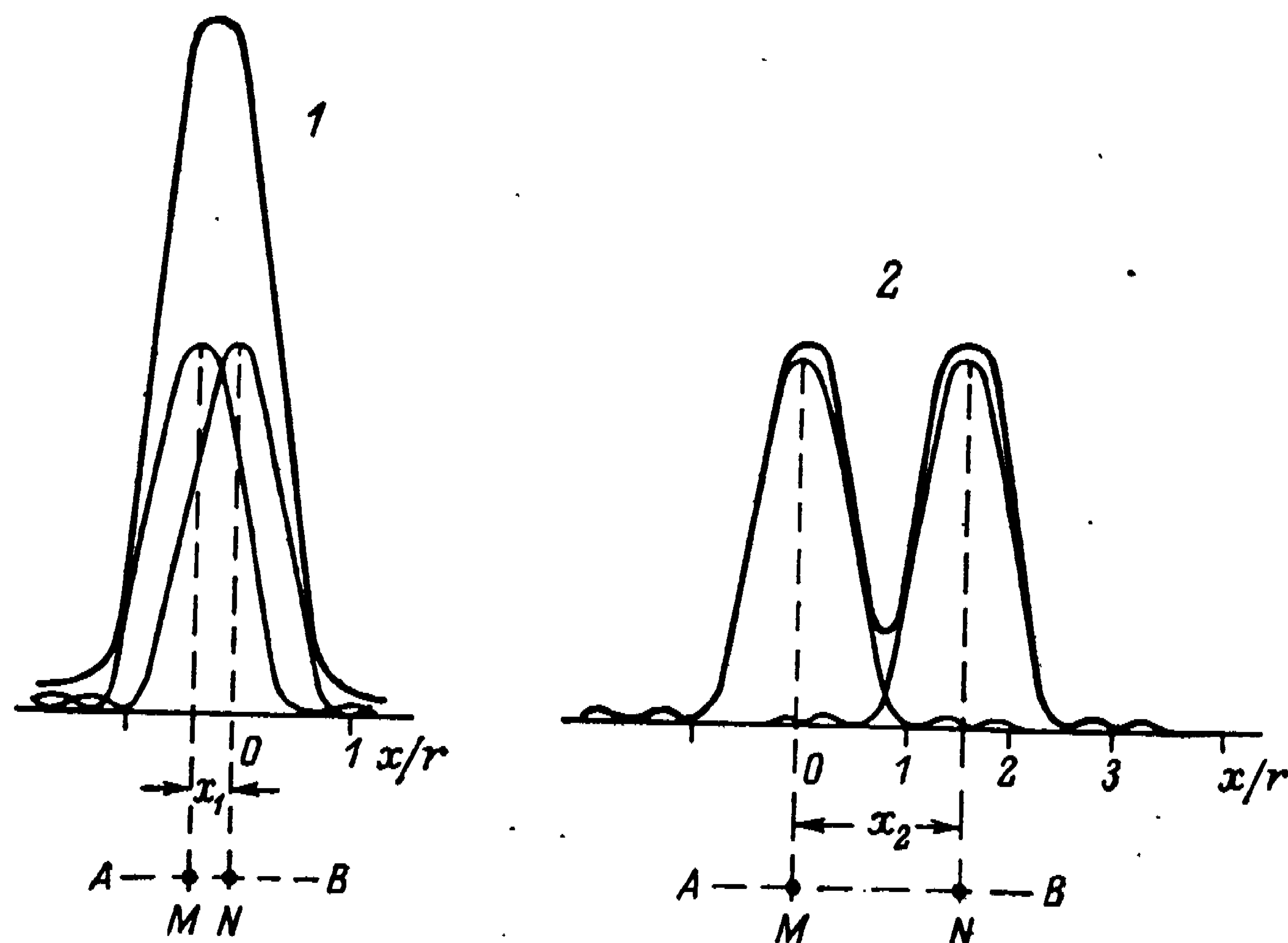


Рис. 20.

Если расстояние x между геометрическими изображениями двух звезд одинакового блеска измерить в долях r — радиуса дифракционного кружка, а затем в равных масштабах и на расстоянии x друг от друга построить две кривые распределения освещенности в дифракционных изображениях (кривые рис. 7), то сумма этих кривых представит распределение освещенности в фокальной плоскости и в сечении, проведенном через центры изображений двух звезд.

Рис. 20 поясняет сказанное и составлен для двух случаев: 1) когда x меньше r и 2) когда x больше r. Тонкие кривые — это распределение освещенности для каждого из двух изображений звезд; жирные кривые — это суммарная освещенность по направлению линии AB, соединяющей центры изображений звезд M и N.

Ясно, что в первом случае звезды M и N не могут быть разрешены ни при каких обстоятельствах, так как между их изображениями нет перешейка пониженной освещенности; во втором же случае перешеек настолько темный, а изображение двух звезд настолько контрастно выделяется в виде двух максимумов на слабо засвеченном фоне, что их разрешение не представляет никакого труда даже для неопытного наблюдателя. Очевидно, что интересующие нас значения p_0, $p_{1.5}$ и p_5 расположены где-то в промежутке между двумя случаями рис. 20.

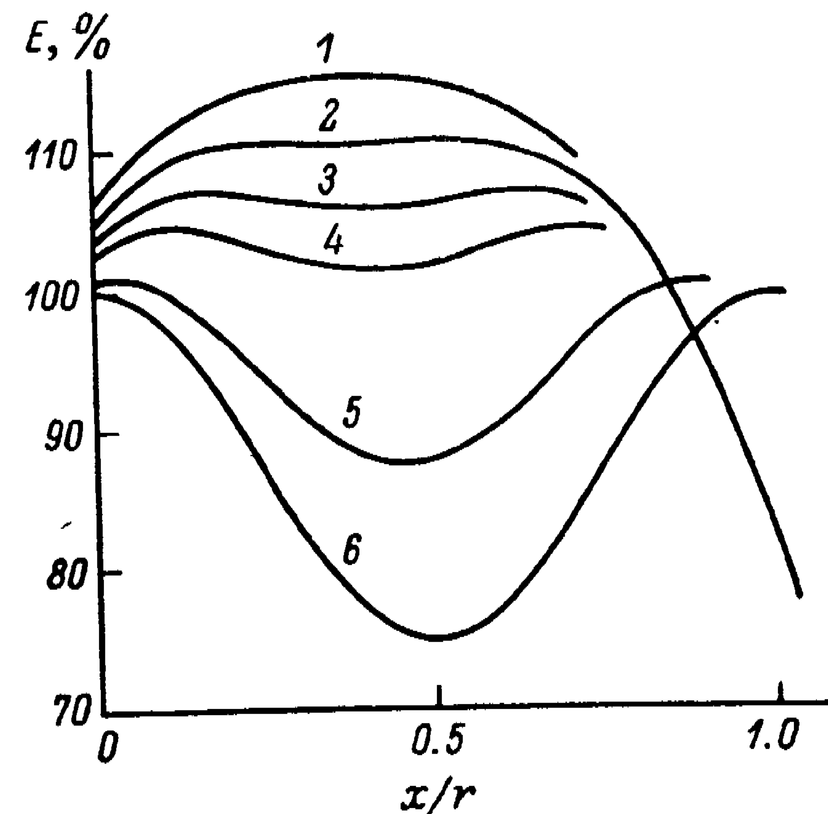


Рис. 21.

Кривые рис. 21 вместе с относящейся к нему табл. 10 представляют суммарную освещенность в изображении двойной звезды с компонентами равного блеска для шести случаев x/r, заключенных в очень узком интервале: от 0.757 до 0.992.

Начиная с кривой *2* имеет место образование впадины на середине расстояния между изображениями звезд. Но в то время как у кривой *2* впадина ничтожно мала и равна всего лишь 0.04% от значений левого и правого максимумов, у последней кривой *6* она опускается на 25.16% ниже значения максимумов. Кривая *2* соответствует, очевидно, случаю двойной звезды, едва-едва переступившей через порог p_0 теоретического разрешения, при котором кривая E/E_0 должна иметь в середине точно плоскую площадку.

Таблица 10

№ кривой (рис. 21)	1	2	3	4	5	6
x/r	0.757	0.783	0.809	0.835	0.913	0.992
$(E_{max}-E_{min})/E_{max}$, %	—	0.04	0.99	2.99	12.81	25.16

Интерполирование кривых рис. 21 или, вернее, результатов вычислений, на основании которых были построены кривые рисунка, позволяет довольно точно определить величины p_0, $p_{1.5}$ и p_5, выразив их в угловых мерах:

$$p_0 = 0.781r = \frac{109}{D} \text{ сек. дуги,} \tag{19}$$

$$p_{1.5} = 0.818r = \frac{114}{D} \text{ сек. дуги,} \tag{20}$$

$$p_5 = 0.860r = \frac{120}{D} \text{ сек. дуги.} \tag{21}$$

Так, для «теоретического» разрешения двойной звезды с компонентами равного блеска и при взаимном их расстоянии в 1″ требуется объектив диаметром $D = 109$ мм; в действительности же для разрешения в оптимальных условиях наблюдения приходится увеличить диаметр объектива до 114 мм и даже до 120 мм, если хотим разрешить звезду достаточно уверенно.

Понятно, что с переходом от длины волны $\lambda = 0.555$ мкм к другим значениям предельные углы разрешения должны измениться: так, звезды «голубые» разрешаются легче звезд «красных».

Таблица 11

$\lambda = 0.555$ мкм

D, мм	50	70	100	140	200	250	350	500	700	1000	2000	5000
$p_{1.5}$	2″.28	1″.63	1″.14	0″.81	0″.57	0″.456	0″.326	0″.228	0″.163	0″.114	0″.057	0″.023

Табл. 11 представляет значения $p_{1.5}$ для различных диаметров объектива.

Гигантские современные рефлекторы могли бы разрешать звезды с взаимным расстоянием в несколько сотых долей секунды, если бы этому не препятствовали некоторые факторы, первым из которых является неоднородность земной атмосферы.

Но случай двойной звезды с компонентами одинакового блеска слишком редкий, а потому интересно таким же образом исследовать вопрос о разрешении двух звезд разного блеска.

Пусть главная звезда имеет блеск M_1 звездных величин, а ее спутник — блеск M_2 звездных величин. Одна звездная величина соответствует падению блеска в 2.512 раза, или, точнее, логарифм этого отношения для одной звездной величины равен 0.400000.

Автор вычислил значения предельных углов разрешения для нескольких случаев двойных звезд неравного блеска в интервале от нуля до $\Delta M = M_2 - M_1 = 2.5$ звездной величины. Предельные расстояния между изображениями таких звезд (x/r) и коэффициенты для формул предельных углов разрешения (p/D) изображены в виде кривых рис. 22.

Неожиданным оказался ход кривых x_0/r и p_0/D, имеющих слабо выраженный максимум при ΔM, близком к 1.5—2 звездным величинам. Так как кривые построены только по четырем точкам, то их форма воспроизведена, по всей вероятности, недостаточно строго. Кривые же для $x_{1.5}/r$, x_5/r, $p_{1.5}/D$ и p_5/D обнаруживают совершенно явную тенденцию роста с возрастанием ΔM, что равносильно падению разрешающей силы с возрастанием разницы в блеске составляющих двойной звезды.

Заметим, что величины x/r и p/D вычислены при несколько произвольном допущении, которое следует пояснить.

На рис. 23 сплошной кривой показан результат суммирования освещенностей от двух звезд M_1 и M_2 разного блеска. При некотором расстоянии x/r между ними кривая приобретает впадину $\Delta E = E_1 - E_2$; если эта впадина достаточно глубока, то двойная звезда практически разрешается; если эта впадина равна нулю, т. е. заменяется горизонтальной площадкой, то, как мы условились, звезда находится на пределе теоретического разрешения. Возникает вопрос, относительно какого из двух максимумов следует оценивать глубину впадины ΔE? Если бы изображение было достаточно крупным, то совершенно естественно

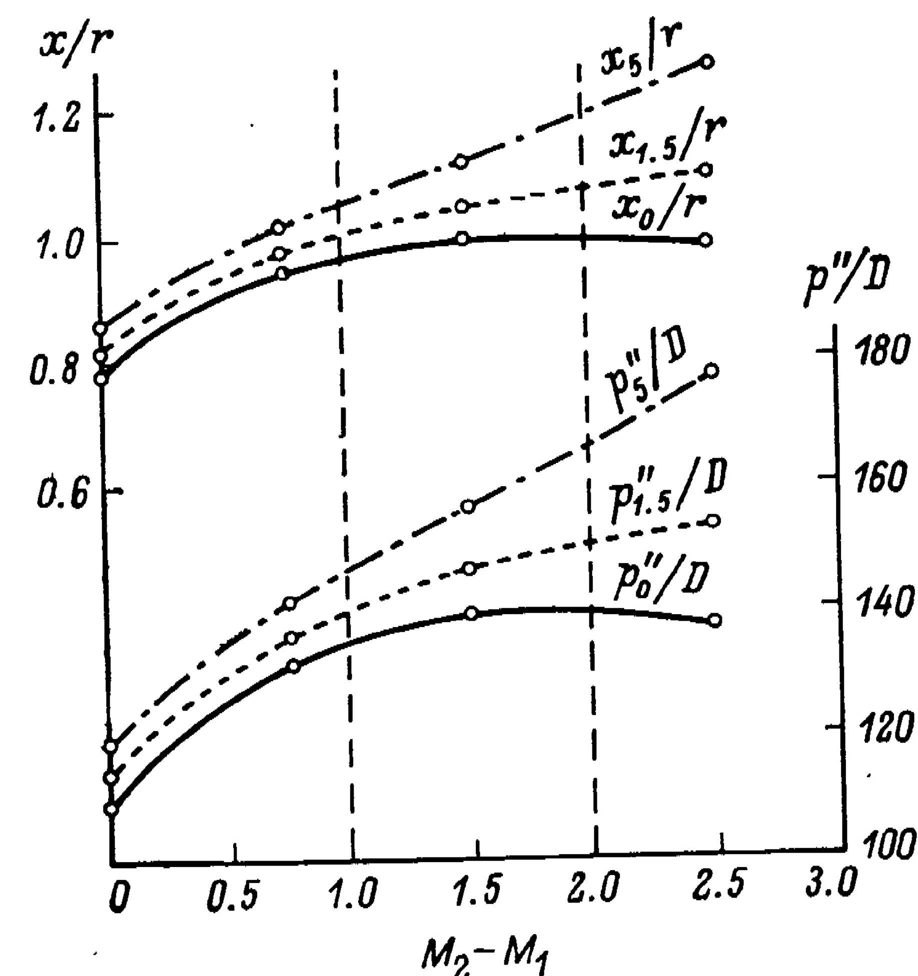


Рис. 22.

было бы выражать контраст в виде отношения $\Delta E/E_1$. Но дифракционная картина всегда мелка, а потому приходится наблюдать (фотометрировать глазом) впадину глубиной ΔE в самом тесном соседстве с ярким максимумом E_0, иногда во много раз превосходящим максимум E_1. Учитывая это обстоятельство, мы измеряем контраст не как $\Delta E/E_1$, а как $\Delta E/E_0$, т. е. относим его к максимуму более яркой из двух звезд. В силу этого значения предельных углов разрешения получились менее благоприятными и тем менее, чем больше разность в блеске двух составляющих, что до известной степени компенсирует возрастающие трудности наблюдения в соседстве с ярким максимумом E_0.

Примирившись с некоторой условностью кривых рис. 22, составим таблицу для коэффициентов $K_{1.5}$ и K_5, показывающих, во сколько раз падает разрешающая сила $1/p_{1.5}$ и $1/p_5$ с уменьшением блеска второй составляющей на ΔM звездных величин относительно первой составляющей (табл. 12).

Таблица 12

ΔM	0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5
$K_{1,5}$	1.00	1.14	1.23	1.28	1.31	1.34
K_5	1.00	1.13	1.22	1.30	1.38	1.48

Так, если главная звезда на 2.5 величины (т. е. в 10 раз) ярче своего спутника, то предельное разрешение снижается в 1.34 раза, а надежное разрешение — в 1.48 раза при равенстве прочих условий наблюдений.

Эти выводы как достаточно условные было бы очень интересно подвергнуть экспериментальной проверке. Во всяком случае они объясняют тот факт, что разрешение двух звезд разного блеска всегда оказывается более трудным, чем разрешение двух звезд одинакового блеска: вместо общих слов о том, что блеск главной звезды мешает обнаружить слабого близкого спутника, мы попытались показать, почему и как она этому мешает.

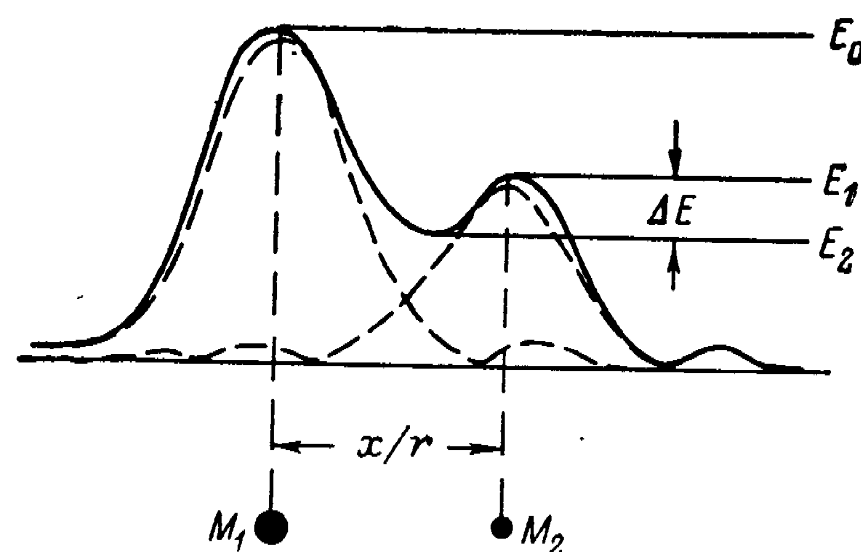


Рис. 23.



Рис. 24.

Рассмотрим третий и последний случай, когда два объекта, подлежащих разрешению, представляют собой две светлые полосы на черном фоне, причем ширина каждой полосы равна черному интервалу между ними и достаточно мала по сравнению с длиной полосы.

Пусть ширина геометрического изображения полос (рис. 24) равна a; при интервале между полосами, равном a, расстояние между осями изображений полос, очевидно, равно $2a$. Измерим по-прежнему величину $2a$ в долях r и вычислим три значения $2a/r$, при которых контраст между изображениями промежутка и самих полос соответственно будет равен 0, 1.5 и 5%. Приведем значения этих величин с соответственными индексами:

$$(2a)_0 = 0.80r = \frac{111}{D} \text{ сек. дуги}, \quad (22)$$

$$(2a)_{1.5} = 0.82r = \frac{114}{D} \text{ сек. дуги}, \quad (23)$$

$$(2a)_5 = 0.85r = \frac{119}{D} \text{ сек. дуги}. \quad (24)$$

Сличая формулы (22), (23), (24) с формулами (19), (20), (21), приходим к совершенно неожиданному заключению, что разрешающая сила для двух звезд равного блеска практически такая же, как и для двух светлых полос с равным им по ширине черным промежутком, в том случае, когда расстояние между звездами равно расстоянию $2a$ между осями полос.

Две полосы рис. 24 представляют собой простейшую *миру* из двух штрихов, и для того чтобы разрешающая сила, измеренная с помощью миры, наилучшим образом соответствовала разрешающей силе для двух звезд, не лучше ли отказаться от общеупотребительных мир с большим числом штрихов, заменив их простейшей мирой рис. 24? В этом случае не только было бы достигнуто лучшее соответствие, но и устранен произвол в выборе числа штрихов миры, к которому не безразличны пределы разрешения.

Можно было бы вычислить разрешающую силу для двух светлых дисков на черном фоне и двух черных дисков на светлом фоне, для двух бесконечно тонких линий (светлых или черных), для чередующихся светлых и черных полос различающейся ширины и т. д. Но эти вычисления, интересные, но достаточно трудоемкие, ничего существенно нового не могут добавить к той картине, которая была нами нарисована.

До сих пор, говоря о разрешении, мы имели в виду изображения двух (или нескольких) объектов, промежуток между которыми как-то отличался от них по своей яркости. Так, мы р а з р е ш а л и двойную звезду или миру.

Но можно обнаружить, что наблюдаемая звезда — двойная даже в том случае, когда никакого более темного промежутка между изображениями звезд нет. При углах p', значительно меньших $p_{1.5}$ и даже p_0, мы наблюдаем не круглую, а вытянутую, овальную форму изображения звезды, а это позволяет заподозрить, что данная звезда является двойной. В этом случае следует говорить не о *разрешении*, а о *различении* двойной звезды и соответственно об угле предельного различения p' и о различающей силе инструмента. Понятно, что такое различение возможно в случаях двойных звезд и невозможно в случае мир.

Глаз довольно уверенно отличает овал от круга, если большая ось овала на $\sim 1/_{20}$ превышает его малую ось. Поэтому если у овального изображения двойной звезды малая ось овала равна $2\alpha_r$ [выражение (11)], то при угловом расстоянии p' между звездами большая ось овала равна $2\alpha_r + p'$.

Если при этом $p' \geqslant 2\alpha_r/20$, то глаз достаточно уверенно констатирует некруглоту формы звездного изображения. Отсюда угол предельного различения

$$p' \approx \frac{14}{D} \text{ сек.·дуги.} \qquad (25)$$

Но было бы легкомысленно пользоваться таким методом для категорического утверждения, что наблюдаемая звезда — действительно двойная; дефекты глаза и телескопа часто могут приводить к таким искажениям формы дифракционных дисков, при которых мы склонны будем заподозрить у звезды двойственность, которой нет в действительности. Если к методу различения двойственности звезды по некруглоте формы дифракционного диска следует подходить критически и очень осторожно, то как на ориентировочный метод, значительно притом расширяющий границы наших возможностей, на него следует смотреть положительно, но пользоваться им можно лишь при малых зрачках выхода ($d \leqslant 0.5$ мм) и при учете оптических дефектов объектива и окуляра.*

В заключение заметим, что при всех выводах мы предполагали глаз наблюдателя идеальным оптическим прибором, с единственным ограничением в его контрастной чувствительности. В дальнейшем будет показано, как воспринимает реальный глаз те же самые дифракционные картины.

6. УВЕЛИЧЕНИЕ ТЕЛЕСКОПА

Нормальный глаз видит отчетливо и без напряжения мышц хрусталика бесконечно удаленные предметы. Это значит, что главный фокус нормального ненапряженного глаза лежит на сетчатой оболочке, где строится резкое изображение точек, посылающих в глаз параллельные пучки лучей. Нормальный глаз видит отчетливо и близкие предметы, но всегда за счет некоторого напряжения мышц хрусталика. Поэтому визуальный прибор следует рассчитывать так, чтобы из его окуляра выходили параллельные пучки, которые путем небольшой перефокусировки окуляра могут быть затем преобразованы в слаборасходящиеся или в слабосходящиеся пучки — в соответствии с близорукостью или дальнозоркостью глаза отдельного наблюдателя.

Глаз видит две точки пространства под тем же углом w, под которым они проектируются из *оптического центра* глаза или, точнее, из его *передней узловой точки*, находящейся внутри глаза на его оси и на расстоянии около 7 мм от роговой оболочки.

---

* Изложенное применимо лишь при визуальных наблюдениях в небольшие телескопы, когда угловой размер дифракционного изображения сравним с поперечником турбулентного диска, вызванного атмосферными помехами. — *Прим. ред.*

Если оптический прибор позволяет видеть предмет под углом в G раз бо́льшим, то говорят, что прибор обладает *угловым увеличением*, равным G. Более точная формулировка углового увеличения будет дана ниже.

Рассмотрим на рис. 25 случай астрономического визуального наблюдения, в котором принимают обязательное участие следующие три элемента: A — объектив, задача которого состоит в построении четкого изображения некоторой бесконечно удаленной точки M, посылающей параллельный пучок, наклоненный к оси объектива на угол w; B — окуляр, являющийся преобразователем расходящихся или сходящихся пучков в параллельные; Γ —

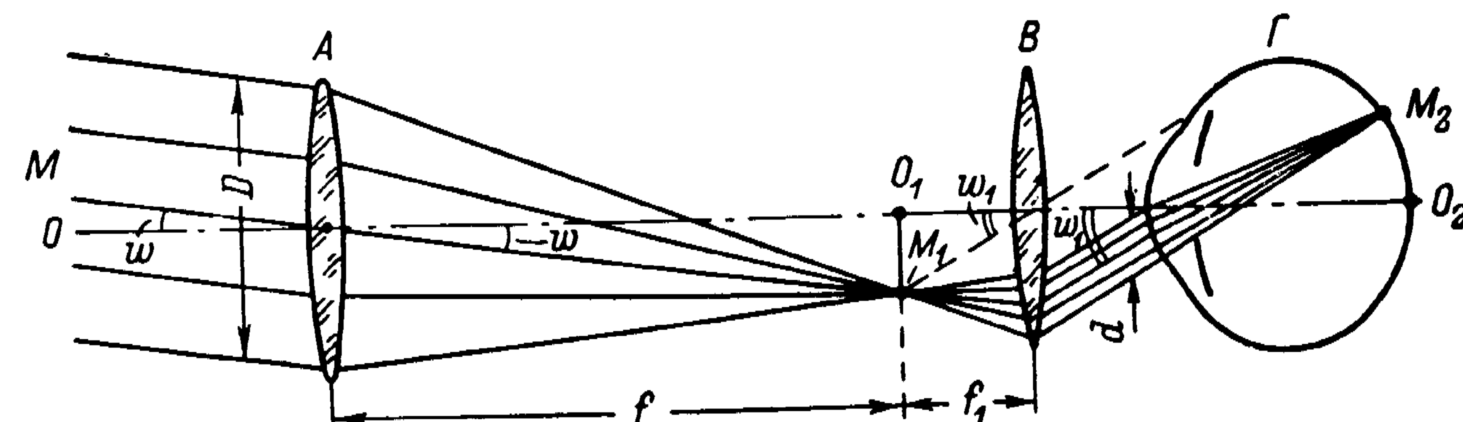


Рис. 25.

глаз, воспринимающий параллельный пучок и строящий изображение точки M_1, а значит, и самой точки M, на сетчатке в некоторой точке M_2.

Невооруженный глаз, фиксированный в направлении оси OO_1O_2, увидел бы точку M под углом w к оси; с помощью же оптической системы $A+B$ глаз видит ту же точку под углом w_1 к оси. В глаз попадает параллельный пучок в том случае, когда точка M_1 — изображение точки M — лежит в передней фокальной плоскости O_1M_1 окуляра (в представлении гауссовой оптики); но та же плоскость O_1M_1 является задней фокальной плоскостью объектива.

Если f — фокусное расстояние объектива и f_1 — фокусное расстояние окуляра, то угловое увеличение G системы $A+B$ может быть выражено следующим образом:

$$G = \frac{\operatorname{tg} w_1}{\operatorname{tg} w} = \frac{f}{f_1}.$$

При малых углах w_1 и w отношение их тангенсов может быть заменено отношением самих углов.

Диаметр D сечения параллельного пучка плоскостью, перпендикулярной оси, называется *действующим отверстием* или *входным зрачком* инструмента.

Рассекая такой же плоскостью параллельный пучок, выходящий из окуляра, мы определяем диаметр d *выходного зрачка* инструмента.

Нетрудно доказать, что отношение размеров входного и выходного зрачков равно отношению фокусных расстояний объектива и окуляра; поэтому предыдущую формулу можно переписать в следующем окончательном виде:

$$G = \frac{\operatorname{tg} w_1}{\operatorname{tg} w} = \frac{f}{f_1} = \frac{D}{d}. \qquad (26)$$

В связи с последним выражением углового увеличения в нашем распоряжении имеется три независимые возможности измерения увеличения.

1) Наводим трубу на весьма удаленную крупную миру; наблюдаем одновременно обоими глазами: одним через окуляр, другим непосредственно; считаем, сколько интервалов миры для невооруженного глаза укладывается в одном интервале, видимом через трубу; это число и выразит угловое увеличение. Такой мирой может служить, например, удаленное кирпичное здание, черепичная крыша и т. д., в которых размеры отдельных элементов (кирпичей, черепиц и т. д.) достаточно однообразны. Понятно, такой метод не претендует на высокую точность и применим при сравнительно слабых увеличениях.

2) Измеряем тем или другим способом фокусные расстояния объектива и окуляра или доверяемся их значениям, указанным в паспорте прибора; делим первое число на второе и получаем угловое увеличение инструмента.

3) Измеряем действующее отверстие D объектива и зрачок выхода d; делим первую величину на вторую и получаем угловое увеличение инструмента. Последний способ требует более подробных практических указаний.

Входным зрачком или действующим отверстием объектива называется не поперечник линз объектива, а поперечник того первоначального пучка, который в дальнейшем способен пройти через окуляр и попасть к глазу.

В случае неудовлетворительного качества объективов некоторые фирмы и заводы, выражаясь мягко, пускаются на хитрость и диафрагмируют объектив внутренними (внутри трубы) диафрагмами так, что прибор имеет внешность крупного инструмента, а действует как инструмент значительно меньшего отверстия. Так, у автора имеется французская труба с диаметром объектива $D=54$ мм, тогда как ее действующее отверстие, благодаря наличию внутренней диафрагмы, всего лишь 33 мм. Не уточняя вопроса, заметим, что такие же «технические усовершенствования» имели место и в некоторых геодезических приборах. Поэтому измерение увеличения как отношения входного зрачка к выходному выгодно производить следующим способом (рис. 26).

Перед объективом A устанавливается диафрагма P, представленная на рисунке слева и ограниченная прямоугольным вырезом, высота которого D может быть измерена просто и достаточно точно. Труба направляется на светлый фон (небо, белая

стена). Окуляр B фокусируется для наблюдения бесконечно удаленных предметов, т. е. его передний фокус совмещается с задним фокусом объектива A. Тогда в некоторой сопряженной с объективом плоскости $I—I$ окуляр строит изображение задиафрагмированного объектива, представленное на рисунке справа и подобное вырезу в диафрагме P. Положение плоскости $I—I$ определяется отрезком s', причем согласно формуле (2)

$$s' = f_1\left(1 + \frac{f_1}{f}\right). \qquad (27)$$

При f_1, значительно меньшем f, как это обычно бывает в астрономических инструментах, плоскость $I—I$ едва выступает вправо за задний фокус окуляра; при короткофокусных же объективах

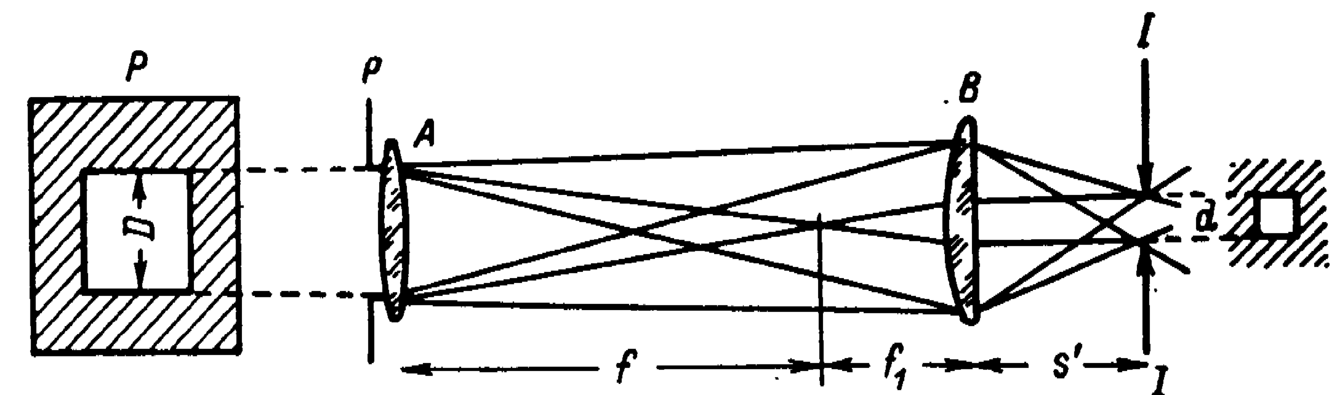


Рис. 26.

и слабых окулярах это отступление может быть очень значительным, как это следует из формулы (27).

Если прямоугольное отверстие диафрагмы точно вписано в отверстие объектива, а у его изображения оказываются срезанными четыре угла, — это верный признак существования замаскированных внутренних диафрагм.

Но и в этом случае мы можем измерить высоту изображения d, которая является высотой зрачка выхода и послужит для определения увеличения:

$$G = \frac{D}{d}.$$

При круглом входном отверстии выходной зрачок, очевидно, также круглый. Резкое изображение круглого отверстия также получается в плоскости $I—I$ и называется *окулярным кружком* или *кружком Рамсдена*.

Рамсден же придумал и приборчик для измерения окулярного кружка или, в случае рис. 26, высоты d изображения диафрагмы. Этот прибор, называемый динаметром Рамсдена, состоит из выгравированной на стекле мелкой сетки, устанавливаемой в плоскости $I—I$, и сильной лупы, с помощью которой измеряют величину d в делениях сетки, нанесенных в заранее нам известном масштабе.

Простейшим динаметром с успехом может служить миллиметровая прозрачная пластмассовая линейка или кусочек доста-

точно прозрачной миллиметровой бумаги, устанавливаемые в фокусе сильной лупы и вместе с ней фокусируемые вдоль оси трубы, пока контуры окулярного кружка не представятся резкими. Опытный наблюдатель может, таким образом, измерить окулярный кружок с точностью до 0.1 мм, что во многих случаях достаточно.

Само по себе увеличение решительно ничего не говорит об условиях наблюдения, если не указан диаметр входного отверстия или диаметр выходного зрачка инструмента.

Можно снабдить малую трубу сколь угодно сильным увеличением, применив сколь угодно сильный окуляр. Так, микроскоп с увеличением 2500$^{\times}$ равноценен окуляру с фокусным расстоянием 0.1 мм; если в трехдюймовой трубе с фокусным расстоянием 1 м применить вместо нормального окуляра такой микроскоп, то, как это следует из формулы (26), труба будет обладать увеличением 10 000$^{\times}$, условия же наблюдения окажутся столь скверными и невыгодными, что наблюдатель вполне разочаруется в применении таких необоснованно высоких увеличений. Прежде думали, что чем больше фокусное расстояние объектива, тем более сильное увеличение может «выдержать» объектив. Вспомнив дифракционную теорию изображения, мы можем утверждать, что это не так и что в случае безаберрационного объектива предел увеличения должен зависеть от диаметра, а не от фокусного расстояния объектива.

Условия наблюдения (но не видимость объекта) сохраняются без изменения, если в инструменте в n раз большего диаметра мы применим и в n раз большее увеличение: в этом случае мы будем видеть дифракционное изображение под одним и тем же углом в двух инструментах существенно разного диаметра. Действительно, угловые размеры дифракционной картины обратно пропорциональны диаметру объектива, а потому, чтобы видеть эту картину в инструменте малого диаметра, следует повысить угловое увеличение пропорционально изменению диаметра объектива.

Но при изменении диаметра объектива и одновременном таком же изменении увеличения выходной зрачок оказывается неизменным, так как

$$d = \frac{D}{G}. \qquad (28)$$

Отсюда очень важный вывод, что условия наблюдения дифракционных изображений, т. е. реальных физических изображений, однозначно определяются только одной величиной — *зрачком выхода* d.

Дальше мы увидим, что та же величина зрачка выхода характеризует собой видимую яркость протяженных объектов и фона неба, на котором наблюдаются светила. Если известно, что зрачок выхода равен, например, 1 мм, то можно сразу же представить себе условия наблюдения дифракционных изображений светил,

снижение их поверхностной яркости и многое другое, не зная при этом ни диаметра объектива, ни фокусных расстояний объектива и окуляра, ни углового увеличения прибора. Если же, кроме зрачка выхода, указать еще и диаметр объектива, то получается полная ясность не только в отношении условий наблюдения, но и в отношении видимости деталей объекта, по крайней мере теоретической, как теоретичен и сам объектив, предположенный свободным от аберраций и работающим в идеальных атмосферных условиях.

Поставим рядом два телескопа: один — гигант, с диаметром 5 м, другой — маленький, с диаметром 50 мм. Фокусные расстояния телескопов для нас совершенно безразличны, так как мы располагаем большим набором окуляров любой силы и всегда можем выбрать для каждого инструмента такой окуляр, при котором зрачки выхода инструментов одинаковы, например d=1 мм. Очевидно, что в таком случае увеличение первого инструмента равно 5000$^{\times}$, а второго 50$^{\times}$.

Направим оба инструмента на звезды, а чтобы уравнять изображения в яркости, для гиганта выберем слабенькую звездочку, а для малой трубы — яркую звезду; пусть, кроме того, эти звезды — одинакового спектрального класса (цвета). Переводя глаз от окуляра одного инструмента к окуляру другого, мы не обнаружим решительно никакой разницы в двух изображениях: дифракционные диски и кольца будут видны под одинаковыми углами, яркость фона неба будет одинаковой; мерцание изображений и ореолы мы устранили, предположив состояние атмосферы и объективы идеальными; наконец, видимое суточное движение звезд предполагается устраненным идеально действующим часовым механизмом. В таких идеализированных условиях, действительно, не может быть никакой разницы в видимом изображении звезд и именно потому, что при существенно различных диаметрах, фокусных расстояниях, светосилах и увеличениях двух инструментов в них выдержаны строго одинаковые зрачки выхода d.

Величина зрачка выхода d есть однозначный и наиболее рациональный критерий увеличения. Можно сказать: «В моей четырехдюймовой трубе применено 50-кратное увеличение». Но лучше было бы сказать, что в ней «увеличение с 2-миллиметровым зрачком выхода».

Обратимся к рис. 25 и предположим, что

$$D = 100 \text{ мм}, \quad f = 1000 \text{ мм}, \quad f_1 = 100 \text{ мм},$$

откуда однозначно определяются

$$G = 10^{\times} \text{ и } d = 10 \text{ мм}.$$

Но зрачок человеческого глаза не откроется, даже в темноте, шире 6—7 мм. Поэтому часть лучей, вышедших из окуляра, будет задержана радужной оболочкой глаза, не участвуя в построении изображения на сетчатке. Если зрачок глаза имеет диа-

метр 5—7 мм, а увеличение трубы 10-кратное, то внешние зоны объектива не участвуют в создании изображения на сетчатке, являются лишними и как бы задиафрагмированными до диаметра 50—70 мм, причем в данном случае действующей диафрагмой является наш глазной зрачок. Если это так, то либо незачем делать 100-миллиметровый объектив для 10-кратной трубы, а достаточно сделать его с диаметром 50—70 мм, либо 10-кратное увеличение мало для 100-миллиметрового объектива.

Назовем увеличение *равнозрачковым*, когда выходной зрачок инструмента равен зрачку глаза.

Вполне определенное по своей формулировке равнозрачковое увеличение теряет эту определенность, как только мы захотим выразить его числом. Известно, что диаметр глазного зрачка в сильной степени изменяется как при различных условиях освещения, так и у различных лиц, и даже у одного лица при различном состоянии его организма.

При ярком дневном освещении для среднего значения диаметра зрачка может быть принято $d \approx 2.5$ мм с колебаниями от 1.5 до 3.5 мм у отдельных лиц. Поэтому для солнечного визуального телескопа или для дневной подзорной трубы равнозрачковым увеличением назовем такое, при котором зрачок выхода близок к 2.5 мм.

При наблюдении в сумерках или при наблюдении Луны зрачок может открыться до 4 и даже до 5 мм, поэтому, если бы прибор предназначался только для лунных наблюдений, его равнозрачковое увеличение снизилось бы приблизительно в 1.5—2 раза против ранее установленного.

Наконец, при наблюдении слабо светящихся объектов в темную ночь зрачок глаза может расшириться до 6—7 мм (с колебаниями у отдельных лиц от 5 до 8 мм), а равнозрачковое увеличение прибора должно быть соответственно снижено.

Чтобы избежать полного произвола в этом вопросе, помиримся на произволе довольно правдоподобном и примем условно, что при дневных наблюдениях зрачок глаза открыт до 2.5 мм, при сумеречных — до 4 мм, при ночных — до 6 мм. В соответствии с этим получим три значения для равнозрачковых увеличений: дневного, сумеречного и ночного. Табл. 13 дает значения этих

Таблица 13

D, мм	25	50	100	250	500	1000	2500	5000
$G_{2.5}$ (дневное равнозрачковое)	$10^{\times}$	$20^{\times}$	$40^{\times}$	$100^{\times}$	$200^{\times}$	$400^{\times}$	$1000^{\times}$	$2000^{\times}$
G_4 (сумеречное равнозрачковое)	$6.3^{\times}$	$12.5^{\times}$	$25^{\times}$	$63^{\times}$	$125^{\times}$	$250^{\times}$	$630^{\times}$	$1250^{\times}$
G_6 (ночное равнозрачковое)	$4.2^{\times}$	$8.3^{\times}$	$17^{\times}$	$42^{\times}$	$83^{\times}$	$170^{\times}$	$420^{\times}$	$830^{\times}$
$G_{0.7}$ (разрешающее)	$36^{\times}$	$71^{\times}$	$143^{\times}$	$360^{\times}$	$710^{\times}$	$1430^{\times}$	$3600^{\times}$	$7100^{\times}$

увеличений для различных диаметров объективов, а индекс при G указывает предположенный диаметр зрачка.

Применять увеличение ниже равнозрачкового — это все равно, что построить инструмент большого диаметра, а затем его задиафрагмировать. Равнозрачковое увеличение является нижним пределом для увеличений или, как я его называл,* *минимальным* увеличением телескопа. В цитированной статье был рассмотрен также и верхний предел увеличения, названный *максимальным*.

Следуя терминологии Данжона и Кудера, назовем это увеличение *разрешающим* увеличением, но вложим в него несколько новый и как будто более строгий смысл.

Если два дифракционных изображения звезды разрешаются объективом в его фокальной плоскости, то этого еще недостаточно для их разрешения глазом, наблюдающим в окуляр. Как будет показано в дальнейшем, глаз человеческий обладает многими дефектами, и, чтобы звезды разрешить, т. е. чтобы отчетливо увидеть структуру дифракционного изображения, следует получить на сетчатой оболочке достаточно крупное дифракционное изображение, во всяком случае значительно более крупное, чем это считают некоторые оптотехники.

Чтобы увеличить масштаб изображения дифракционной картины на сетчатке, следует повысить увеличение окуляра, т. е. уменьшить диаметр d выходного зрачка.

Оказывается, что при d от 1.5 мм и выше картина дифракционного изображения почти вполне затушевывается дефектами глаза; при d от 1 до 1.5 мм дифракционная картина чувствуется, но она еще сильно искажена дефектами глаза и распознается с трудом. При d, близком к 0.7 мм (для различных глаз — различно), дифракционная картина видна уже достаточно четко и полно, а потому увеличения выше этого предела лишены практического смысла,** так как при дальнейшем росте увеличения: 1) почти никаких новых видимых деталей уже не прибавляется; 2) яркость и контрастность изображения быстро падают, не позволяя различить многие из тех деталей, которые были видны раньше, при меньшем увеличении, и 3) ограничение поля зрения, увеличение скорости наблюдаемого суточного движения и неизбежные вибрации и смещения инструмента делают наблюдения более затруднительными. Можно добавить и четвертый, не принципиальный, отрицательный фактор: для более высоких увеличений необходимо применять более короткофокусные окуляры, при которых глаз нужно держать слишком близко к последней линзе, задевая ее ресницами; кроме того, в этом случае каждая

---

* Д. Д. Максутов. Минимальное и максимальное увеличение телескопа. — Мироведение, 1925, № 2, с. 265—270.

** Кроме некоторых исключительных случаев, когда целью наблюдения является подробное изучение дифракционной картины и ее искажений или точная наводка нитей на центр дифракционного кружка.

пылинка и царапинка на линзах кажется более крупной, чистка же линз затруднена малыми их размерами.

Поэтому назовем, и опять-таки довольно условно, *разрешающим увеличением* такое, при котором зрачок выхода равен 0.7 мм, и обозначим его через $G_{0.7}$. В последней строке табл. 13 приведены значения разрешающего увеличения для различных диаметров объективов.

Установив два рациональных предела для увеличений телескопа — равнозрачковое увеличение (минимальное) и разрешающее увеличение (максимальное) — и имея возможность как угодно варьировать увеличения в этих двух пределах и даже выходить за них, посмотрим, как будет при этом изменяться яркость наблюдаемых объектов.

7. ЯРКОСТЬ ДЛЯ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБЪЕКТОВ И ДЛЯ ЗВЕЗД

Различие между протяженными и точечными объектами нам уже известно; поэтому мы заранее можем предчувствовать различие в определениях понятия яркости для тех и других объектов. Рассмотрим сперва яркость протяженных объектов, таких, как Солнце, Луна, планеты, фон неба, туманность, кометы и др.

Если каждый квадратный сантиметр светящейся плоской поверхности излучает в нормальном направлении свет силой в одну международную свечу, то яркость такой поверхности принимают за единицу поверхностной яркости (или просто: яркости) и называют одним стильбом. Поверхностная яркость обозначается буквой B.

Если каждый элемент поверхности для любого момента времени и для любых направлений обладает одинаковой яркостью, то яркость источника постоянна во времени, по поверхности и для любых направлений. В противном случае говорят о переменной яркости во времени, по поверхности или для различных направлений излучения.

Остановимся на самом простом случае яркости — постоянной во всех отношениях.

Допустим, что солнечный диск, лунный диск в полнолунии, диски планет и некоторые другие объекты удовлетворяют условию постоянной яркости, хотя это в действительности не совсем так.

Приведем таблицу поверхностных яркостей, выраженных в стильбах (т. е. в свечах с квадратного сантиметра), для некоторых протяженных объектов (табл. 14).

Заметим, что числа табл. 14 являются в значительной мере приближенными, характеризующими часто лишь порядок величины яркости. Так, яркость 10^{-7} сб для туманностей говорит лишь о средней яркости туманностей, и, конечно, существуют туманности, как во много раз более яркие, так и во много раз более бледные. Кроме того, для таких объектов, как Луна, Марс или Юпитер, можно говорить только о средней яркости их дисков, покрытых светлыми и темными деталями в различном соотношении на

Таблица 14

Объект	Поверхностная яркость, сб
Поверхность Солнца	Более 100000
Светящаяся часть ртутных дуг сверхвысокого давления	15000—150000
Кратеры обычных вольтовых дуг	5000—15000
Металлические волоски ламп накаливания	200—2000
Волоски угольной лампы	50
Поверхность Венеры	3
Пламя керосиновой лампы	1.5
Освещенная Солнцем поверхность Луны	0.25
Поверхность Марса	0.2
Поверхность Юпитера	0.05
Туманности	10^{-7}
Ночное небо	10^{-8}

различных участках планетных дисков. С виду равномерно светящийся диск Солнца в действительности далек от случая постоянной яркости: яркость края диска Солнца составляет лишь около 40% от яркости его центра.

Не следует смешивать двух понятий: яркости и освещенности. Освещенность поверхности может быть очень большая, но если эта поверхность черная или достаточно темная, т. е. отражает малый процент упавших на нее лучей, то яркость (светлость) такой, даже сильно освещенной поверхности окажется малой. О с в е щ е н н о с т ь, таким образом, измеряется тем количеством света, которое упало на единицу поверхности, независимо от того, отразит ли поверхность упавшую энергию или поглотит ее.

Освещенность поверхности обозначается буквой E и измеряется (не всегда, но весьма часто) в люксах.

Единица освещенности 1 люкс есть освещенность экрана, нормально расположенного к лучам источника света силой в 1 свечу и удаленного от него на расстояние 1 м.

При удалении экрана на l метров от источника освещенность падает в l^2 раз; при наклоне экрана на угол i к падающему фронту световых волн освещенность убывает пропорционально $\cos i$; наконец, если заменить источник света силою в одну свечу источником в I свечей, то освещенность экрана увеличится в I раз.

Поэтому основной закон фотометрии выражается формулой

$$E = \frac{I \cos i}{l^2}. \tag{29}$$

Если силу света I выражать в международных свечах, а расстояние l в метрах, то освещенность E будет выражаться в люксах.

Решим одну очень важную задачу: определим освещенность для земных экранов, расположенных нормально к падающим солнечным лучам ($i=0$; $\cos i=1$). Подойдем к решению задачи несколько

необычным образом: не «фотометрически», а «астрономически», если позволительно так выразиться.

Допустим для простоты, что яркость Солнца постоянна для всех точек диска и округленно равна

$$B_{\odot} = 100\,000 \text{ сб}.$$

Так как диаметр Солнца $D_{\odot}=1.391\cdot10^6$ км$=1.391\cdot10^{11}$ см, то площадь солнечного диска, т. е. видимая с земли проекция солнечного шара, равна

$$S_{\odot} = \frac{\pi D_{\odot}^2}{4} = 1.52 \cdot 10^{22} \text{ см}^2, \quad (30)$$

причем каждый такой квадратный сантиметр испускает 100 000 свечей; отсюда общая сила солнечного света в направлении на Землю равна

$$I_{\odot} = 1.52 \cdot 10^{27} \text{ свечей}. \quad (31)$$

Так как расстояние до Солнца $l_{\odot}=1.495\cdot10^8$ км$=1.495\cdot10^{11}$ м, то, в соответствии с формулой (29), освещенность земного экрана, нормального к солнечным лучам, равна

$$E_{\odot} = \frac{I_{\odot}}{l_{\odot}^2} = 68\,000 \text{ лк}. \quad (32)$$

Решим ту же задачу другим способом.

Для земного наблюдателя солнечный диск виден под углом, немного бо́льшим полградуса; в радианах значение этого угла равно 1/107.5, как это следует из приведенных выше значений $D_{\odot}$ и $l_{\odot}$.

Для освещенности экрана безразлично, освещает ли его огромный солнечный диск с огромного расстояния или маленький диск с малого расстояния, если только оба эти диска имеют одинаковую поверхностную яркость и одинаковую угловую величину. Поэтому мы имеем право заменить Солнце маленьким диском, имеющим поверхностную яркость те же 100 000 сб, но находящимся от экрана на расстоянии l всего лишь 1 м; чтобы диаметр d этого диска был виден с экрана под прежним углом 1/107.5, нужно, чтобы $d=l/107.5$; при $l=1$ м$=100$ см имеем $d=0.93$ см, откуда площадь диска

$$S = \frac{\pi d^2}{4} = 0.68 \text{ см}^2.$$

Таким образом, на расстоянии 1 м от экрана находится эквивалентный Солнцу диск с площадью 0.68 см², излучающий с 1 см² 100 000 свечей, т. е. всего излучающий 68 000 свечей. Из определения единицы освещенности — люкса следует, что в этом случае освещенность экрана $E=68\,000$ лк — число, найденное нами ранее [см. формулу (32)].

Так как средняя яркость Солнца несколько больше 100 000 сб, то освещенность при нормальном падении солнечных лучей на поверхность земных экранов в действительности несколько больше найденной величины и приближается к 100 000 лк.

Понятно, что при низкой прозрачности атмосферы или при низком положении светила над горизонтом указанные выше значения яркости небесных объектов могут оказаться в сильной степени преувеличенными.

Протяженный объект дает протяженное изображение на сетчатой оболочке глаза. В зависимости от яркости объекта пропорционально ей изменяется и освещенность на сетчатке. Но освещенность на сетчатке зависит не только от яркости объекта, но еще и от диаметра зрачка глаза. Уменьшив диаметр зрачка вдвое, мы снизим в 4 раза освещенность на сетчатке: нам будет казаться, что яркость объекта упала в 4 раза, хотя в действительности яркость осталась неизменной, так как, по самому своему определению, она безразлична к тому, кто, как и при каких условиях ее наблюдает: яркость B — это сила света с единицы поверхности.

Поэтому назовем яркость B *объективной* яркостью в отличие от яркости *субъективной*, или *видимой*, т. е. такой, какой она представляется глазу наблюдателя.

При большом зрачке и продолжительной адаптации к темноте не очень яркие предметы покажутся глазу яркими и даже слепящими и наоборот. Субъективную яркость нельзя выразить числом, потому что она зависит не только от освещенности на сетчатке, но и от адаптации глаза, и тем не менее можно сравнивать две субъективные яркости в одинаковых условиях наблюдения, устанавливая равенство или неравенство их.

Но так как субъективные яркости в одинаковых условиях наблюдения пропорциональны объективным, то можно перенести результат сравнения первых на вторые. Короче говоря, может быть осуществлена вполне строгая визуальная фотометрия.

Наблюдая протяженное светило в телескоп, мы никогда не можем повысить его видимой яркости и в то же время можем как угодно ее снизить. Последнее заключение является кардинальным для большинства астрономических наблюдений, и его следует объяснить более подробно.

Представим себе астрономическую трубу из таких идеальных стекол, в которых нет потерь света ни на отражение от поверхностей линз, ни на поглощение в толще стекол. Все 100% света, попавшего в объектив, выйдут в этом случае из окуляра.

Допустим сперва, что труба имеет увеличение ниже равнозрачкового, т. е. что зрачок выхода инструмента больше глазного зрачка. В этом случае отверстие объектива окажется как бы задиафрагмированным до меньшего диаметра, равного произведению диаметра глазного зрачка на увеличение. Поэтому все рассуждения следует начинать со случая равнозрачкового увеличения, при котором

$$G=\frac{D}{d_г},$$

где $d_г$ — диаметр глазного зрачка.

При увеличении $G_{d_г}=D/d_г$ площадь изображения предмета на сетчатке увеличивается в $G^2_{d_г}=D^2/d^2_г$ раз; но во столько же раз больше и площадь объектива $\pi D^2/4$ по сравнению с площадью зрачка $\pi d^2_г/4$, а вместе с тем и количество света, уловленного трубой, по сравнению с количеством света, попадающего в невооруженный глаз. В результате освещенность на сетчатке при наблюдении протяженного объекта в трубу с равнозрачковым увеличением такая же, как и при наблюдении его невооруженным глазом. Видимые размеры предмета возросли, но его видимая яркость осталась неизменной.

Отношение видимой яркости протяженного объекта, наблюдаемого в телескоп, к его видимой яркости при наблюдении невооруженным глазом назовем *относительной* видимой яркостью и обозначим, следуя Данжону и Кудеру, буквой Γ.

В случае равнозрачкового увеличения и в телескопе без потерь света, очевидно, $\Gamma=1$. В действительности, в связи с потерями света на отражение и поглощение, в реальных оптических приборах, даже при равнозрачковом увеличении, Γ меньше единицы, а часто и значительно меньше.

Теперь перейдем от равнозрачкового увеличения к любому другому, более высокому, при котором диаметр выходного зрачка d меньше диаметра зрачка глаза $d_г$.

Так как начиная с равнозрачкового увеличения ($d=d_г$) объектив работает полным своим отверстием, то количество уловленного объективом света остается постоянным для данного протяженного объекта, размеры же его изображения на сетчатке растут пропорционально увеличению, т. е. пропорционально $d_г/d$; поверхность изображения на сетчатке растет пропорционально квадрату увеличения, т. е. пропорционально $(d_г/d)^2$, а относительная яркость снижается пропорционально той же величине $(d_г/d)^2$.

Поэтому относительную яркость можно представить весьма простой формулой

$$\Gamma=\left(\frac{d}{d_г}\right)^2(1-k), \qquad (33)$$

где k — потеря света в оптическом инструменте.

Замечательно, что относительная яркость совершенно не зависит, как это многие думают, от светосилы инструмента.

Так как величина $d_г$ изменяется в очень широких пределах — в зависимости от условий освещения и состояния наблюдателя, то нет возможности строго выразить числом величину Γ для каждого случая наблюдения. Впрочем, если говорить о ночных наблюдениях слабосветящихся протяженных объектов, вроде комет и туманностей, и условно принять для «среднего» наблюдателя

$d_г=6$ мм, то можно составить весьма условную таблицу относительных яркостей Γ при различных зрачках выхода и для двух значений потерь света: $k=0$ и $k=0.5$ (табл. 15).

Таблица 15

$d_г=6$ мм

d, мм	6.0	5.6	4.0	2.8	2.0	1.4	1.0	0.7	0.5	0.35	0.25
$\Gamma_{k=0}$	1.000	0.870	0.445	0.217	0.111	0.054	0.028	0.014	0.0069	0.0034	0.0017
$\Gamma_{k=0.5}$	0.500	0.435	0.222	0.109	0.056	0.027	0.014	0.0068	0.0035	0.0017	0.0009

Видимую в оптический прибор яркость объекта можно характеризовать произведением истинной яркости B объекта на относительную яркость Γ, т. е. величиной $B\Gamma$, и выражать ее в стильбах, считая Γ безразмерным коэффициентом.

Воспользовавшись табл. 14 и последней строкой табл. 15, т. е. предположив достаточно правдоподобно $k=0.5$, составляем таблицу видимой яркости $B\Gamma$ различных астрономических объектов при различных размерах выходного зрачка d инструмента (табл. 16). В нижней половине таблицы приведены логарифмы видимых яркостей: lg ($B\Gamma$) (сб) для тех же объектов.

Табл. 16 и особенно ее вторая половина, окажется полезной при изучении вопроса о контрастной чувствительности глаза.

Сейчас скажем о ней лишь следующее.

Яркость изображения Солнца во всех случаях слишком велика не только для различения контрастов, т. е. для наблюдения деталей на солнечном диске, но и для безопасности самого наблюдения. Даже при наиболее сильном увеличении при $d=0.5$ мм яркость изображения Солнца равна ~350 сб, т. е. того же порядка, что и яркость волосков электролампы для невооруженного глаза. На горящую электролампу глаз, правда, может смотреть без особо вредных последствий, но только потому, что нити лампы очень тонки и их изображение на сетчатке значительно расширено и размыто аберрациями и дифракцией глаза, в связи с чем яркость на сетчатке ни в одной ее точке не достигает тех значений, которые следуют из геометрических соображений. Совсем другие условия имеют место при наблюдении протяженного солнечного диска.

В своем месте было уже упомянуто, что глаз обладает наивысшей контрастной чувствительностью (предельно различимым контрастом около 1.5%) в диапазоне яркостей от $\sim5\cdot10^{-1}$ до $\sim5\cdot10^{-4}$ сб (весьма приблизительно). Поэтому наблюдение Венеры, Луны, Марса возможно с наиболее сильными увеличениями (до $d\approx0.5$ мм). Как говорят, эти планеты «выдерживают» сильные увеличения.

Дело обстоит хуже в случае наблюдения Юпитера и тем более остальных внешних планет. Уже при зрачке выхода $d=0.7$ мм видимая яркость Юпитера несколько менее указанного предела

Таблица 16

$d_г = 6$ мм; $k = 0.5$

	Объект	d, мм: 6	5.6	4.0	2.8	2.0	1.4	1.0	0.7	0.5
BI (сб)	Солнце	$5.0\cdot10^{4}$	$4.3\cdot10^{4}$	$2.2\cdot10^{4}$	$1.1\cdot10^{4}$	$5.6\cdot10^{3}$	$2.7\cdot10^{3}$	$1.4\cdot10^{3}$	$6.8\cdot10^{2}$	$3.5\cdot10^{2}$
	Венера	1.5	1.3	$6.7\cdot10^{-1}$	$3.3\cdot10^{-1}$	$1.7\cdot10^{-1}$	$8.2\cdot10^{-2}$	$4.2\cdot10^{-2}$	$2.0\cdot10^{-2}$	$1.0\cdot10^{-2}$
	Луна	$1.25\cdot10^{-1}$	$1.1\cdot10^{-1}$	$5.6\cdot10^{-2}$	$2.7\cdot10^{-2}$	$1.4\cdot10^{-2}$	$6.8\cdot10^{-3}$	$3.5\cdot10^{-3}$	$1.7\cdot10^{-3}$	$8.7\cdot10^{-4}$
	Юпитер	$2.5\cdot10^{-2}$	$2.2\cdot10^{-2}$	$1.1\cdot10^{-2}$	$5.4\cdot10^{-3}$	$2.8\cdot10^{-3}$	$1.4\cdot10^{-3}$	$7.0\cdot10^{-4}$	$3.4\cdot10^{-4}$	$1.7\cdot10^{-4}$
	Туманности	$5.0\cdot10^{-8}$	$4.3\cdot10^{-8}$	$2.2\cdot10^{-8}$	$1.1\cdot10^{-8}$	$5.6\cdot10^{-9}$	$2.7\cdot10^{-9}$	$1.4\cdot10^{-9}$	$6.8\cdot10^{-10}$	$3.5\cdot10^{-10}$
$\lg (BI)$ (сб)	Солнце	4.70	4.64	4.35	4.04	3.75	3.43	3.14	2.83	2.54
	Венера	0.18	0.12	$\bar{1}.82$	$\bar{1}.51$	$\bar{1}.22$	$\bar{2}.91$	$\bar{2}.62$	$\bar{2}.31$	$\bar{2}.02$
	Луна	$\bar{1}.10$	$\bar{1}.04$	$\bar{2}.75$	$\bar{2}.43$	$\bar{2}.14$	$\bar{3}.83$	$\bar{3}.54$	$\bar{3}.23$	$\bar{4}.94$
	Юпитер	$\bar{2}.40$	$\bar{2}.34$	$\bar{2}.05$	$\bar{3}.74$	$\bar{3}.44$	$\bar{3}.13$	$\bar{4}.84$	$\bar{4}.53$	$\bar{4}.24$
	Туманности	$\bar{8}.70$	$\bar{8}.64$	$\bar{8}.35$	$\bar{8}.04$	$\bar{9}.75$	$\bar{9}.43$	$\bar{9}.14$	$\overline{10}.83$	$\overline{10}.54$

$5\cdot10^{-4}$ сб, а потому при разрешающем увеличении $G_{0.7}$ контрастная чувствительность глаза ниже максимальной, хотя и ненамного.

При наблюдении туманностей, даже при равнозрачковом увеличении, можно обнаружить только наиболее контрастные детали, с контрастом порядка 25—30%. При сильных же увеличениях требуется почти полный контраст у деталей туманностей, чтобы их можно было различить; иначе говоря, при сильных увеличениях туманности практически перестают быть видимы.

Если при данном увеличении никак нельзя повысить видимую яркость объекта, то снизить ее можно сколь угодно сильно. Для этого следует приближать к единице коэффициент потерь k [формула (33)]. Так, применяя сильно поглощающее темное или цветное стекло сзади окуляра или увеличивая потери света путем применения одного или нескольких несеребренных зеркал, вводимых на пути сходящихся к фокусу лучей, можно настолько снизить яркость изображения Солнца, что для наблюдающего глаза она окажется совершенно безвредной и лежащей в интервале наивыгоднейших яркостей — от $5\cdot10^{-1}$ до $5\cdot10^{-4}$ сб.

Переходим к вопросу о видимой яркости звезд.

Как мы знаем, все звезды эквивалентны светящимся точкам даже для самых крупных современных инструментов; тем более это справедливо для случая наблюдения звезд невооруженным глазом. Однако на сетчатой оболочке глаза изображение звезды весьма далеко от точки, и причиной этого является не столько дифракция или аметропия глаза, исправляемая соответствующими очками, сколько сферическая аберрация глаза при больших диаметрах зрачка и, самое главное, оптическая неоднородность хрусталика.

Самый лучший глаз видит яркие звезды окруженными лучистыми ореолами; и хотя эти ореолы не настолько ярки, чтобы на их фоне не распознать достаточно отчетливо центральное ядрышко изображения звезды, но именно благодаря значительным размерам лучистых ореолов в них может оказаться большое количество энергии, которая, не будь неоднородности хрусталика, сосредоточилась бы вся в центральном ядрышке изображения. При наблюдении слабых звезд глаз уже не замечает ореола, слишком бледного абсолютно (но не относительно), чтобы его можно было различить, и видит только ядрышко изображения.

Таким образом, потери света при наблюдении звезд весьма велики из-за несовершенства человеческого глаза, и все же хороший глаз в темную ясную ночь различает на пределе звезды 6.5 величины. В случае ненормального глаза или глаза с особо неоднородным хрусталиком или поврежденной роговой оболочкой потеря в видимости звезд может достигнуть многих звездных величин.

Влияние близорукости и дальнозоркости (аметропии) на предельную видимость звезд каждый наблюдатель может определить очень простым способом. Если вооружиться небольшим набором очковых стекол различной силы и затем наблюдать в них

предельно видимые звезды, не напрягая мышц хрусталика, т. е. осуществлять искусственную близорукость или дальнозоркость в широких пределах, то потери в звездной величине в связи с той или иной аметропией глаза легко могут быть определены.

При переходе от наблюдения звезд невооруженным глазом к наблюдению их в трубу имеют место следующие особенности. Если при равнозрачковом увеличении изображение звезды, видимое в трубу, ничем, кроме блеска, не отличается от изображения для невооруженного глаза, то по мере роста увеличения, т. е. уменьшения выходного зрачка, лучистый ореол вокруг ядрышка изображения относительно укорачивается, а фон неба делается более темным: условия видимости звезды улучшаются; но при увеличении, близком к разрешающему, дифракционное изображение звезды оказывается уже достаточно крупным, с чем нельзя не считаться; во всяком случае при весьма высоких увеличениях участок на сетчатке, засвеченный дифракционным изображением, оказывается больше участка, занятого лучистым пятном рассеяния от аберраций и других дефектов глаза. Как следствие условия видимости звезды снова ухудшаются, и здесь даже не помогает бо́льшая чернота фона, так как еще раньше, при менее сильных увеличениях, видимая яркость фона ночного неба была достаточно близка к нулю: достаточно «черному» фону неба некуда дальше «чернеть». Мы видим, что есть какое-то оптимальное увеличение, при котором звезды видны лучше всего, и что это увеличение во всяком случае выше равнозрачкового и, по всей вероятности, ниже разрешающего увеличения.

Практика показывает, что при зрачках выхода 1.0—2.0 мм в хороший телескоп видны более слабые предельные звезды, чем при зрачках большего или меньшего диаметра.

Так как для уточнения значения оптимального зрачка выхода требуется серьезная экспериментальная работа, которую мы и рекомендуем астрономам, то пока упомянем только о несомненной зависимости видимости звезд от размеров выходного зрачка инструмента, а дальше в сильной степени упростим и схематизируем вопрос, в известной степени греша против истины.

Допустим, что существует наблюдатель с исключительно высоким качеством глаза и что он видит звезды в виде столь мелких дисков или ядрышек, что отличить их от точек невозможно. Допустим далее, что увеличение трубы близко к равнозрачковому или во всяком случае не настолько велико, чтобы дифракционная картина усматривалась под заметным углом.

В этом случае телескоп соберет и направит в глаз количество света, пропорциональное площади отверстия объектива и пропусканию телескопа $(1-k)$, т. е. пропорциональное величине $(\pi D^2/4)(1-k)$; в то же время невооруженный глаз примет количество света, пропорциональное площади глазного зрачка, т. е. величине $\pi d_{\text{г}}^2/4$.

Если блеск предельных звезд для невооруженного глаза назвать $I_{d_{\text{г}}}$, а блеск предельных звезд для телескопа диаметром D назвать I_D, то

$$\frac{I_D}{I_{d_{\text{г}}}} = \left(\frac{D}{d_{\text{г}}}\right)^2 (1-k) = G_{d_{\text{г}}}^2 (1-k), \tag{34}$$

где $G_{d_{\text{г}}}$ есть равнозрачковое увеличение.

Блеск звезд принято выражать в звездных величинах, и мы уже знаем, что блеск I_M одной звезды больше на 1 звездную величину блеска I_{M+1} другой звезды в том случае, если $\lg I_M - \lg I_{M+1} = 0.4$.

Поэтому, логарифмируя выражение (34)

$$\lg I_D - \lg I_{d_{\text{г}}} = 2\lg\left(\frac{D}{d_{\text{г}}}\right) + \lg(1-k) \tag{35}$$

и деля обе части на 0.4, находим выигрыш ΔM звездных величин для предельно видимых звезд в телескоп диаметром D:

$$\Delta M = 5\lg\left(\frac{D}{d_{\text{г}}}\right) + 2.5\lg(1-k). \tag{36}$$

Так как, по нашему условию, для невооруженного глаза предельной видимой звездной величиной является $M_{\text{г}}=6.5$, то для телескопа диаметром D и со светопотерями k предельная видимая звездная величина $M_{\text{в}}$ равна

$$M_{\text{в}} = M_{\text{г}} + \Delta M = 6.5 + 5\lg\left(\frac{D}{d_{\text{г}}}\right) + 2.5\lg(1-k). \tag{37}$$

Допустим снова, что $k=0.5$, после чего формула (37) перепишется в новом, более простом виде:

$$M_{\text{в}} = 5.75 + 5\lg\left(\frac{D}{d_{\text{г}}}\right). \tag{38}$$

Табл. 17 дает представление о *проницающей* силе визуальных телескопов.

Таблица 17

$d_{\text{г}} = 6$ мм; $k = 0.5$

D, мм	6	50	70	100	140	200	250	500	1000	2500	5000
$M_{\text{в}}$	5.75	10.35	11.09	11.86	12.59	13.36	13.85	15.35	16.86	18.85	20.35

Анализируя таблицу, мы прежде всего видим, что при $D=6$ мм предельная звездная величина $M_{\text{в}}=5.75$ вместо 6.5 для невооруженного глаза при таком же диаметре зрачка $d_{\text{г}}=6$ мм; это значит, что применение оптики со светопотерями $k=0.5$ привело к потере 0.75 звездной величины. Даже простая очковая линза, у которой $k=0.1$, приводит к потере 0.12 звездной величины.

Далее мы видим, что при увеличении диаметра объектива в 10 раз ($D=50$, $D=500$, $D=5000$) предельная звездная величина повышается ровно на 5 звездных величин; это понятно, так как 5 звездных величин соответствуют увеличению блеска в 100 раз; но в такое же число раз увеличивается площадь объектива при увеличении его диаметра в 10 раз.

Проницающая сила телескопа, оцениваемая предельной звездной величиной, закономерно растет с ростом диаметра объектива и совершенно не зависит, как это часто многие думают, от светосилы инструмента.

Так, в 4-дюймовый телескоп можно видеть на пределе звезды около 12-й величины; метровый Иеркский рефрактор позволяет увидеть звезды до 17-й величины, а новый американский 5-метровый гигант обнаружит звезды слабее 20-й величины.

Но все это, как и числа табл. 17, справедливо при целом ряде ограничительных условий. Во-первых, нужно, чтобы невооруженный глаз с нормальным или исправленным очками зрением, при зрачке $d_г=6$ мм, действительно видел звезду 6.5 величины. Во-вторых, нужно, чтобы коэффициент потерь $k=0.5$; между тем этот коэффициент в широких пределах изменяется в зависимости от типа инструмента и от его диаметра, и если в малых рефракторах $k < 0.5$, то в крупных может быть $k > 0.5$. В-третьих, нужно, чтобы вся световая энергия собралась в ядре изображения звезды; но хроматизм рефракторов, с одной стороны, и неоднородность земной атмосферы, с другой стороны, рассеивают значительную часть энергии далеко за пределы «точечного» изображения; эти потери, если угодно, можно включить в коэффициент k или, в противном случае, ввести новые дополнительные коэффициенты на светопотери за счет хроматизма, температурных и механических деформаций зеркал и объективов и неоднородности земной атмосферы. Как правило, величина этих коэффициентов будет расти с ростом диаметра объектива. Наконец, табл. 17 предполагает, что наблюдение производится при увеличении, близком к равнозрачковому; вероятно, что при оптимальном увеличении проницающая сила телескопов окажется несколько выше табличных чисел, и несомненно, что при сильных увеличениях (малых зрачках выхода) проницающая сила упадет.

8. АСТРОФОТОГРАФИЯ

В книге по астрономической оптике неуместно давать подробное описание сущности и деталей фотографического процесса и свойств фотографических материалов: но все же никак нельзя не затронуть некоторых элементарных вопросов, без знания которых нельзя предъявить рациональных требований к астрографическим инструментам.

Вот в самых общих чертах то, что следует знать.

Фотопластинка, подвергнутая действию света, чернеет после ее *проявления*. Почернение обусловлено зернами металлического серебра, восстановленного из солей серебра под действием света и оставшегося в желатине, тогда как невосстановленные соли серебра извлечены из желатины в процессе *закрепления* пластинки. Степень почернения засвеченной, проявленной и закрепленной пластинки характеризуется *фотографической плотностью*. Плотность $D_ф$ равна логарифму отношения пропускания неэкспонированных участков пластинки к пропусканию экспонированного участка.

Почернение, а значит, и плотность негатива зависят от освещенности E, от продолжительности освещения T, т. е. времени экспозиции, от спектрального состава освещающих лучей, от спектральной чувствительности фотослоя данного сорта и от условий проявления.

Если установить стандартный режим проявления, засветку производить светом одинакового спектрального состава, а затем экспонировать пластинку при различной освещенности E, но при одинаковом времени экспозиции T, то закон почернения может быть представлен следующей схематической кривой рис. 27, на котором по оси ординат отложены фотографические плотности, а по оси абсцисс логарифмы освещенностей.

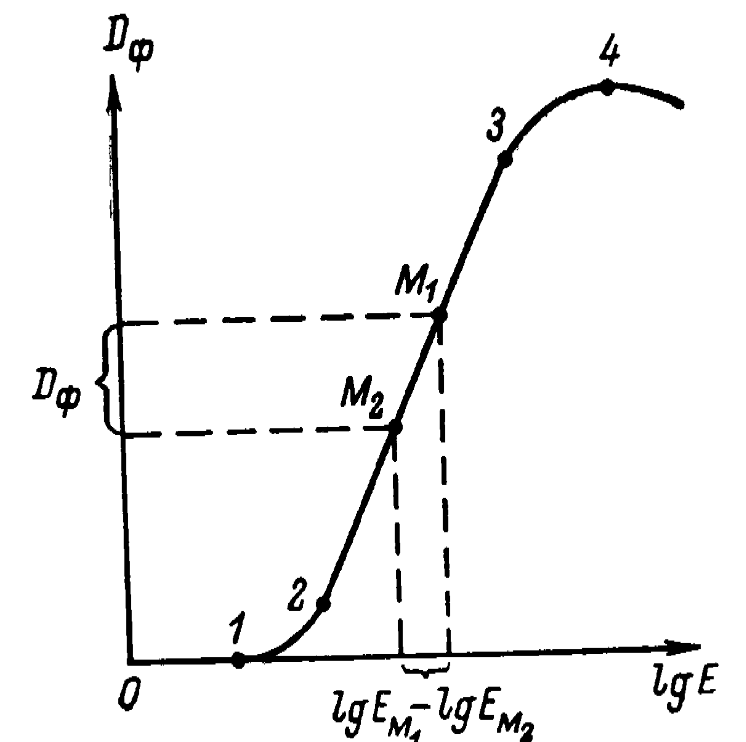


Рис. 27.

Такая кривая называется *характеристической кривой фотоматериала при постоянном времени экспозиции*.

Если производить экспонирование при постоянной освещенности, но при различной продолжительности экспозиции и если на рис. 27 по оси абсцисс откладывать для этого случая логарифм времени экспозиции $\lg T$, то закон почернения будет выражен новой *характеристикой кривой при постоянной освещенности*. Первая и вторая характеристические кривые количественно отличаются одна от другой, хотя и не очень сильно. Отсюда делаем вывод, что случай короткой экспозиции при большой освещенности не равноценен случаю длительной экспозиции при малой освещенности, даже если произведение ET постоянно.

Рассмотрим на характеристической кривой следующие пять участков.

На участке от *0* до *1* почернение равно нулю, хотя пластинка и имела какую-то освещенность конечной величины. Это значит, что освещенности от E_0 до E_1 лежат ниже пороговых для данного

сорта фотоматериала: этих освещенностей недостаточно, чтобы восстановить хотя бы малое количество бромистого серебра. На участке от *1* до *2* кривая имеет прогрессирующий подъем; здесь уже имеет место восстановление серебра, однако оно идет относительно медленно. Эту область освещенностей называют областью *недодержек*, так как в ней значительному изменению логарифма освещенности соответствует сравнительно небольшое увеличение плотности. Наиболее важным и интересным является участок от *2* до *3*, так называемый *прямолинейный участок* характеристической кривой, на котором наблюдается пропорциональность между плотностью и логарифмом освещенности.

Поясним, почему интересен и важен именно этот участок характеристической кривой и почему каждый фотограф стремится так подобрать освещенность и время экспозиции, чтобы попасть на этот участок. Пусть два элемента изображения получили освещенности E_{M_1} и E_{M_2}; находим логарифмы освещенностей, а затем и соответствующие им точки M_1 и M_2 на характеристической кривой; проектируем эти точки на ось ординат и находим разность плотностей $\Delta D_ф$ для двух элементов пластинки.

Но если отношение двух освещенностей равно E_{M_1}/E_{M_2}, то логарифм этого отношения равен $\lg E_{M_1} - \lg E_{M_2}$, т. е. горизонтальной проекции отрезка M_1M_2.

Теперь допустим, что диафрагма фотообъектива открыта больше, чем нужно, или что электрические лампы в фотоателье засветились во время съемки ярче, чем мы предполагали; одним словом, допустим, что освещенности оказались больше, чем мы рассчитывали. Так как соотношение между освещенностями двух элементов от этого не могло и не должно было измениться, то горизонтальная проекция отрезка M_1M_2 останется прежней величины, переместившись вправо. Пока обе точки M_1 и M_2 лежат в пределах прямолинейного участка характеристической кривой, они могут перемещаться по нему и вниз, и вверх, но их проекция $\Delta D_ф$ на ось ординат будет оставаться неизменной по величине. Отсюда делаем заключение: в пределах прямолинейного участка характеристической кривой данному отношению освещенностей E_{M_1}/E_{M_2} соответствует одна и та же разность плотностей $\Delta D_ф$. Полученный при таких условиях негатив можно фотометрировать, с него же можно делать отпечатки с правильной передачей контрастов.

Для прямолинейного участка второго вида характеристической кривой (E=const) имеют силу те же рассуждения. Так, если мы ошибемся во времени экспозиции, но не настолько, чтобы вывести точку M_1 или M_2 за границы прямолинейного участка, то передача контрастов на снимке окажется правильной.

На участке от *3* до *4* имеет место замедление процесса почернения; этот участок называется областью *передержек*. В точке *4* мы доходим до «насыщения», и последний участок кривой от *4*

и дальше вправо называется областью *соляризации:* здесь увеличению освещенности соответствует падение плотности, т. е. уменьшение почернения, — факт на первый взгляд странный, но вполне объясняемый теорией фотографии.

Освещенность E на пластинке в основном зависит от трех факторов: от поверхностной яркости B фотографируемого объекта, от светосилы фотообъектива и от светопотерь в нем.

Для упрощения вывода предположим, что относительное отверстие объектива $A = D/f$ невелико, и, обратившись к рис. 28, опре-

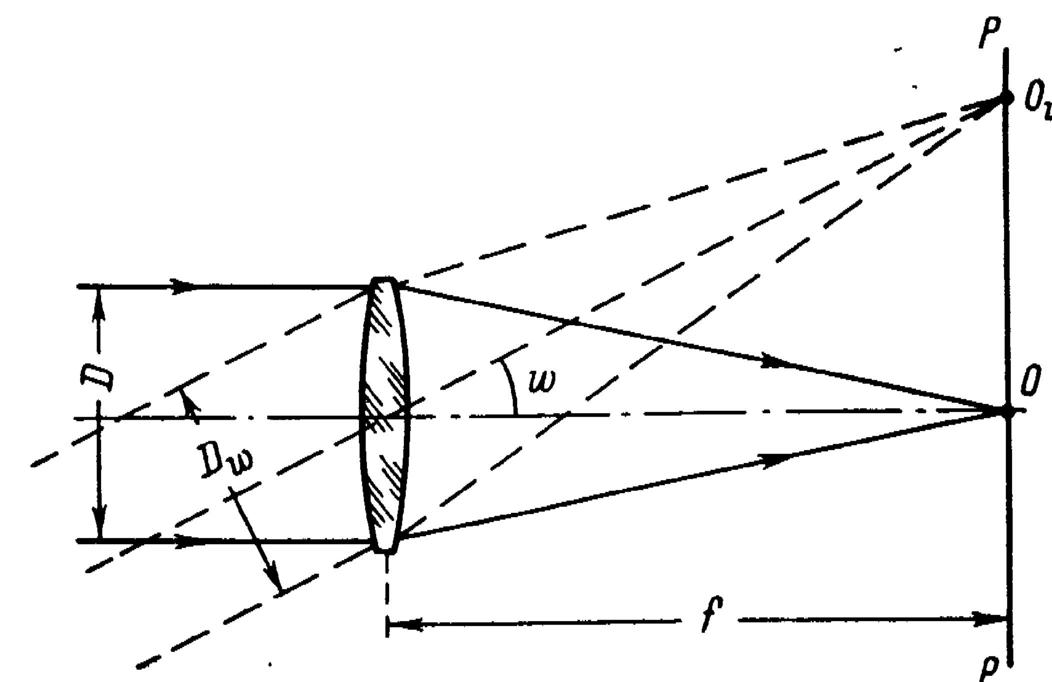


Рис. 28.

делим освещенность на оси объектива в точке O фокальной плоскости $P - P$ для объектива A, направленного на некоторый объект или фон яркости B.

Перенесемся мысленно в точку O и представим себе, что в этом случае должен увидеть наш глаз. Для глаза вся поверхность объектива $S = \pi D^2/4$ представится равномерно освещенной; если бы объектив не имел светопотерь ($k=0$), то видимая яркость поверхности объектива оказалась бы в точности равной видимой яркости B того объекта, изображение которого образовалось в точке O; в действительности яркость поверхности объектива для точки O с учетом светопотерь в объективе равна

$$B_0 = B(1 - k). \tag{39}$$

Таким образом, перед точкой O, на расстоянии f от нее, находится диск площади $\pi D^2/4$ и яркости B_0, т. е. излучающий с каждого квадратного сантиметра B_0 свечей в нормальном направлении на точку O. В этом случае освещенность в точке O, согласно (29), равна

$$E = \frac{B_0 \pi D^2}{4f^2}. \tag{40}$$

Подставляя вместо B_0 его значение из (39) и помня, что для выражения E в люксах следует выражать D в сантиметрах, а f в метрах, находим

$$E = 7.86 \cdot 10^{-6} A^2 B (1 - k) \text{ лк}, \quad (41)$$

где $A^2 = (D/f)^2$ называется *светосилой* объектива и где B выражено в стильбах.

Пользуясь последней формулой и зная поверхностную яркость фотографируемого светила, светосилу объектива и светопотери в нем, можно вычислить освещенность E на пластинке, а затем уже, зная характеристики применяемой фотопластинки, вычислить время экспозиции T такое, при котором по возможности весь интересующий нас диапазон яркостей объекта уложится в пределах прямолинейного участка характеристической кривой фотослоя.

Понятно, что в случае значительных контрастов для отдельных деталей объекта можно уложиться на прямолинейном участке характеристической кривой лишь в том случае, если он достаточно длинный, т. е. если расстояние между горизонтальными проекциями точек *2* и *3* достаточно велико: чем больше это расстояние, тем выгоднее данный сорт пластинок для целей правильной передачи значительных контрастов.

Возвращаемся к рис. 28 и вычислим освещенность не на оси объектива, а в некоторой точке O_w, соответствующей изображению для пучка, наклоненного к оси на угол w (пунктирные лучи).

Для такого пучка сагиттальный поперечник объектива по-прежнему равен D, тогда как поперечник меридиональный $D_w = D \cos w$. Отсюда видимая из точки O_w поверхность объектива будет равна

$$S_w = \frac{\pi D^2}{4} \cos w. \quad (42)$$

Так как экран $P-P$ для точки O_w наклонен на угол w к падающим лучам, то, согласно выражению (29), освещенность

$$E_w = E_0 \cos w, \quad (43)$$

где E_0 — освещенность от того же самого источника, но при условии нормального падения лучей.

Наконец, расстояние l_w для точки O_w равно не фокусному расстоянию f, но величине большей, а именно

$$l_w = \frac{f}{\cos w}. \quad (44)$$

Так как в формулу освещенности l_w входит в знаменатель и взятым в квадрате, то с учетом выражений (42), (43) и (44) можно переписать выражение (41) в общем виде для случая внеосевой точки поля так:

$$E_w = 7.86 \cdot 10^{-6} A^2 B (1 - k) \cos^4 w \text{ лк}. \quad (45)$$

Таким образом, освещенность на пластинке не только пропорциональна светосиле объектива, яркости объекта и светопропусканию объектива, но она, кроме того, падает пропорционально четвертой степени косинуса половины угла поля зрения.

При малых углах поля зрения $\cos^4 w$ мало отличается от единицы, зато в широкоугольных камерах $\cos^4 w$ может достигать очень малых значений, а пластинка вблизи краев может оказаться явно недоэкспонированной.

Табл. 18 дает представление о влиянии угла поля зрения на освещенность пластинки.

Таблица 18

w	0	2°	5°	10°	20°	30°	40°	50°	60°
$\cos^4 w$	1	0.998	0.985	0.941	0.780	0.563	0.344	0.171	0.063

Так, в широкоугольном объективе с полем зрения $2w = 120°$ освещенность пластинки на краю поля зрения в 16 раз меньше центральной освещенности при равенстве остальных условий.

Так как $\lg 16 = 1.2$, то при контрасте $\gamma = 1$ разность плотностей $\Delta D_ф = 1.2$, т. е. охватывает зрительную часть прямолинейного участка характеристической кривой обычных фотоматериалов; и это в том случае, когда мы фотографируем фон равномерной яркости; при съемке же контрастных объектов прямолинейного участка характеристической кривой может не хватить для того, чтобы при нормальной экспозиции для центра пластинки ее края не оказались явно недодержанными для темных или серых мест объектива.

Закон четвертой степени косинуса w является первым приближением к истине; в действительности же он более сложен. Эту сложность блестяще использовал М. М. Русинов и создал такой тип широкоугольного объектива, в котором падение освещенности пластинки пропорционально не четвертой, а более низкой степени косинуса угла w. Поэтому объективы Русинова при том же падении освещенности к краям поля могут быть несколько более широкоугольными, чем объективы обыкновенные.

В дальнейшем при изучении камеры Шмидта мы увидим, что в ней, как и в менисковой камере автора, еще более выгодно обойден закон четвертой степени косинуса w. В камере Шмидта падение освещенности пропорционально *первой степени* косинуса w. Правда, в камере Шмидта широкие поля трудно осуществимы и редко превышают $2w \approx 20°$. При таком поле $\cos^4 10° = 0.941$, а $\cos 10° = 0.993$; иными словами, в обычном объективе освещенность поля для $w = 10°$ на 5.9% меньше центральной освещенности, в камере же Шмидта она снижена всего лишь на 0.7%, т. е. на величину, в 8 раз меньшую.

Фотографирование ярких протяженных объектов, таких, как Луна и планеты, не представляет специфических затруднений, так как требует сравнительно коротких экспозиций. При фотографировании Солнца приходится применять специальные затворы быстрого действия, но и тут, если не вычислением, то опытом, всегда можно установить надлежащее время экспозиции в зависимости от свойств фотоматериала и освещенности пластинки, которую мы уже умеем вычислять (41).

Значительно сложнее обстоит дело с фотографированием слабосветящихся протяженных объектов вроде туманностей или комет. Их яркость, как мы видели, настолько мала, что с нею уже начинает конкурировать яркость фона ночного неба. Малая яркость таких объектов не только требует чрезвычайно длительных экспозиций, исчисляемых часто многими часами, но и заставляет опасаться, что за такое время экспозиции фон неба заметным образом завуалирует пластинку: почернение от фона неба идет по характеристической кривой вдогонку за почернением от бледных мест туманности, и если почернение от фона неба вступило на прямолинейный участок характеристической кривой, то имеются все основания ожидать, что более яркие места изображения туманности давно уже прошли свой прямолинейный участок и перешли в область передержек и даже соляризации.

Поэтому для каждой светосилы инструмента и для каждого сорта пластинок должно существовать такое предельное время экспозиции T_{max}, при котором почернение от фона неба вступает в точку *2* кривой рис. 27 (для случая E=const). Продолжать экспозицию дальше бесцельно, так как никаких новых контрастов в бледных частях туманности мы уже не зарегистрируем и в то же время рискуем потерять контрасты для более ярких частей туманности.

Зная порядок яркости фона ночного неба (величину в значительной степени непостоянную) и зная характеристики фотоматериала, можно вычислить предельное время экспозиции T_{max}, пользуясь формулой (41).

Данжон и Кудер дают следующую эмпирическую формулу для T_{max}, предполагая, что съемка производится на пластинках «экстра-рапид»:

$$\lg T_{max} = (0.6 - 2.325 \lg A) \text{ мин.} \quad (46)$$

В табл. 19 дано T_{max} в зависимости от относительного отверстия астрографа.

Таблица 19

A	1 : 1	1 : 2	1 : 3.5	1 : 5	1 : 7	1 : 10	1 : 14	1 : 20	1 : 100
T_{max}	4 мин	20 мин	1.2 ч	2.8 ч	6.2 ч	14 ч	31 ч	70 ч	2970 ч

Так, при относительном отверстии 1 : 1 вредная вуаль от фона неба получается за 4 мин экспозиции, и экспозиции более длительные при такой светосиле лишены смысла; при относительном же отверстии 1 : 100 можно в ночные темные часы безнаказанно экспонировать пластинку в течение 2970 ч или более 100 сут в общей сложности.

С переходом на пластинки другой чувствительности изменяется, конечно, и время T_{max}.*

В обсерваториях вблизи крупных населенных пунктов, где фон неба светлый из-за электрического освещения городов, особенно если воздух содержит много копоти и пыли, свечение фона неба не только конкурирует со светом слабых туманностей, но и перекрывает их. В таком случае числа табл. 19 катастрофически падают, а на снимках исчезают многие детали у бледных туманностей.

Современная астрофизическая обсерватория и крупный населенный центр, да еще промышленный, территориально несовместимы.

Фотографирование звезд существенно отличается от фотографирования протяженных объектов. Рассмотрим его более подробно. В проявленной и закрепленной пластинке восстановленные зерна металлического серебра заключены в тонком слое прозрачной желатины. Размеры этих зерен, вообще говоря, различны — от долей микрона до нескольких микронов. Но во всяком случае они значительно меньше тех темных пятнышек, которые являются изображениями предельных звезд на пластинке.

Если свет подействует только на одно зерно эмульсии, то восстановится не только это зерно, но целая группа прилегающих к нему зерен. Не касаясь сущности механизма этого явления, назовем его *фотографической диффузией* или *фотографическим рассеянием*.

Доказать реальность фотографического рассеяния можно было бы следующим образом. Возьмем светосильный зеркальный объектив, например, с относительным отверстием A=1 : 5. Диаметр дифракционного кружка, как это следует из табл. 2, будет около 6 мкм. Если даже предположить чрезмерно большой поперечник для серебряного зерна в 5 мкм и допустить, что изображение звезды упало на промежуток между двумя зернами, едва коснувшись их, то и в этом случае поперечник почерневшего участка не должен бы превысить 16 мкм, между тем оно оказывается порядка 30 мкм. Объяснить восстановление не только этих двух зерен, но и группы соседних зерен тем, что на них упали кольца дифракционного изображения, никак нельзя: мы знаем, что наибольшая освещенность в первом дифракционном кольце состав-

* Фотопластинки «экстра-рапид» вышли из употребления. Сейчас, например, чаще других используются пластинки фирмы «Кодак» типа 103а-О, для которых $\lg T_{max}$=0.4—2.0 $\lg A$ (T_{max} выражено в минутах). — *Прим. ред.*

ляет всего лишь 1/57 часть освещенности центрального максимума и что во всем первом светлом кольце энергии в 12 раз меньше, чем в центральном кружке. Но так как экспозиция подобрана для получения лишь первого следа на пластинке от центрального максимума, то освещенность от первого кольца, очевидно, лежит значительно ниже пороговой освещенности и пластинка на нее никак не реагирует.

Зеркальный объектив рекомендуется с той целью, чтобы исключить возможность трудно учитываемого почернения из-за ореола остаточного хроматизма обычных линзовых объективов.

Таким образом, в случае безаберрационного объектива сколь угодно большого относительного отверстия, т. е. дающего исключительно мелкое дифракционное изображение, предельное изображение звезды на пластинке представляет собою группу из значительного числа восстановленных зерен серебра. Поперечник этого пятна для тех сортов пластинок, которыми обычно пользуются астрономы, близок к 30 мкм.

Увеличение времени экспозиции вызывает дальнейшее восстановление прилегающих к изображению зерен: темное пятнышко на пластинке чернеет и растет в поперечнике; для ярких звезд в крупных инструментах и при продолжительных экспозициях изображения звезд могут представляться в виде черных дисков с деградированными краями и с поперечниками, значительно превосходящими 1 мм.

Но звездного изображения с поперечником, значительно меньшим 30 мкм, на обычных пластинках получить не удается, и виновато в этом фотографическое рассеяние.*

На всяком звездном снимке одновременно фигурируют изображения звезд различной звездной величины. В зависимости от размеров инструмента, времени экспозиции и сорта пластинки какая-то звездная величина оказывается предельной. Изображения звезд этой предельной величины и являются серенькими дисками с деградированными (размытыми) краями и с поперечником около 30 мкм; все же остальные более яркие звезды представляются дисками и более черными, и более крупными. Чем ближе звезды к предельной величине, тем теснее могут быть сближены их изображения, не сливаясь в одно общее пятно, т. е. тем выше окажется *разрешающая сила*.

Оказывается, что предельные и близкие к ним звезды удается разрешить, когда расстояние между центрами их изображений близко к половине диаметра пятна, т. е. близко к 15 мкм. Здесь на помощь нам приходит то обстоятельство, что у изображения звезды всегда имеется несколько бо́льшая плотность в центре и деградированные края. Не будь этого, мы бы считали данную

* В настоящее время достигнутый минимальный размер изображений звезд на фотографиях в хороших телескопах и при отличных атмосферных условиях составляет 18 мкм. — *Прим. ред.*

звезду двойной — только потому, что ее изображение не круглое, а несколько вытянутое или овальное; но такие аберрации, как астигматизм и кома, могут создавать овальные, вытянутые и вообще некруглые изображения, а потому на одной только некруглоте формы опасно было бы базироваться, не чувствуя хотя бы слабого намека на два центральных ядрышка в изображении двойной звезды.

Итак, для обычных фотослоев примем, что *предельное разрешаемое расстояние* близко к 15 мкм. *Разрешающую силу фотослоя* следует измерять обратной величиной; обычно принято выражать ее числом разрешаемых линий на 1 мм. Нетрудно видеть, что обычный фотослой разрешает около 67 линий на миллиметр.

Читатель не мог не заметить крайней примитивности и упрощенности наших выводов; так, изображение линии мы отождествили с изображением точки. Но нет смысла более строго решать задачу для такого непостоянного и неоднозначного процесса, как процесс фотографический. Важно представлять себе порядок величин.

Предельному расстоянию 15 мкм между изображениями звезд на пластинке соответствует некоторый предельный разрешаемый угол $p_ф$ для самих звезд на небе. Если f есть фокусное расстояние фотообъектива, выраженное в миллиметрах, то, очевидно

$$p_ф = \frac{0.015}{f} = \frac{3100}{f} \text{ сек. дуги.} \qquad (47)$$

Так, фотообъектив с фокусом 3100 мм мог бы разрешить на снимке двойную звезду с взаимным расстоянием 1″, конечно, если обе составляющие приблизительно одинаковой яркости и если эта яркость близка к предельной для данных условий съемки.*

Но не во всех случаях, даже при идеально спокойной атмосфере и идеальном гидировании инструмента, формула (47) оказывается справедливой. Чтобы получить предельное пятно почернения с поперечником ~30 мкм, необходимо иметь достаточно мелкое дифракционное изображение звезды, т. е., согласно формуле (9), достаточно светосильный инструмент.

Дифракционные изображения можно уподобить точке лишь в том случае, если радиус r дифракционного кружка составляет какую-то малую часть от 15 мкм.

Если вспомнить (рис. 7), что распределение освещения в дифракционном кружке не равномерное, но с явно выраженным благоприятным максимумом и если допустить, что в образовании первых следов изображения предельной звезды участвует только самая центральная часть дифракционного кружка вблизи максимума E_0, то можно достаточно правдоподобно для наших целей

* Формула (47) не учитывает влияния турбулентности земной атмосферы. — *Прим. ред.*

предположить, что формула (47) справедлива, пока r не превышает, например, четверти поперечника пятна рассеяния, т. е. пока

$$r \leqslant 7.5 \text{ мкм}. \tag{48}$$

Подставив эту величину в формулу (9) и приняв для фотографического процесса $\lambda \approx 0.45$ мкм, находим относительное отверстие

$$A_{\min} = 1:14, \tag{49}$$

ниже которого не рекомендуется спускаться при пользовании формулой (47).

При менее светосильных объективах уже нельзя пренебрегать размерами дифракционного изображения и следует прибавлять к 15 мкм разрешаемого расстояния какую-то долю радиуса r дифракционного кружка.

Хотя наши выводы имели целью определить лишь порядок величины разрешаемого угла $p_ф$ при фотографировании звезд, но можно решить ту же задачу еще и другим более строгим способом.

Допустим, что на пластинке получено изображение в виде математической точки. Для этого случая диаметр пятна рассеяния был принят равным 30 мкм, а разрешаемое расстояние приравнено радиусу пятна рассеяния, т. е. 15 мкм. Допустим далее, что вместо изображения математической точки мы имеем дифракционный кружок радиуса r и что вся энергия дифракционного кружка (но не первого кольца) участвует в изображении звезды. В этом случае диаметр пятна рассеяния равен 30 мкм$+2r$, а предельное разрешаемое расстояние равно 15 мкм$+r$, формула же (47) перепишется в виде

$$p_ф = \frac{(15+r)}{1000f}, \tag{50}$$

если r выражать в микронах, а f — в миллиметрах.

Подставляя из формулы (9) значение r и принимая для случая фотографии $\lambda = 0.45$ мкм, находим

$$p_ф = \left[\frac{3100}{f} + \frac{113}{D}\right] \text{ сек. дуги}. \tag{51}$$

Первый член выражения (51) нам уже знаком по уравнению (47), тогда как дополнительный второй член в выражении (51) как раз и является той поправкой на дифракцию, которой мы прежде не учитывали. При больших светосилах объектива относительное значение второго члена совершенно ничтожно, тогда как при малых светосилах второй член играет преобладающую роль.

Анализ формулы (51) приводит к двум очень интересным выводам: с одной стороны, как бы ни было велико фокусное расстояние f объектива, но если его диаметр D меньше 113 мм, то фотографического разрешения в $1''$ достигнуть нельзя; с другой стороны, как бы ни был велик диаметр D объектива, но если его фокусное расстояние меньше 3100 мм, то опять-таки фотографическое разрешение в $1''$ недостижимо. Если астрограф должен разрешать одну секунду дуги, то его диаметр обязательно должен быть больше 113 мм, а фокусное расстояние больше 3100 мм. А это уже дает нам представление о габаритах такого астрографа.

С помощью выражения (8) освободимся в формуле (51) от фокусного расстояния f и перепишем ее в следующем новом виде:

$$p_ф = \frac{1}{D}\,[3100A + 113] \text{ сек. дуги}, \tag{52}$$

после чего вычислим фотографический предельный угол разрешения $p_ф$ для различных диаметров D и относительных отверстий A астрографа.

Результаты вычислений сведем в табл. 20.

Таблица 20

$p_ф$, сек. дуги; $\lambda = 0.450$ мкм

D, мм	A						
	1 : 1	1 : 2	1 : 5	1 : 10	1 : 20	1 : 50	1 : 100
100	32″.1	16″.6	7″.33	4″.23	2″.68	1″.75	1″.44
200	16.1	8.32	3.67	2.12	1.34	0.88	0.72
500	6.43	3.33	1.47	0.85	0.54	0.35	0.29
1000	3.21	1.66	0.73	0.42	0.27	0.18	0.14
2000	1.61	0.83	0.37	0.21	0.13	0.088	0.072
5000	0.64	0.33	0.15	0.085	0.054	0.035	0.029

Жирными линиями выделены четыре области таблицы: в первой области $p_ф > 10''$, во второй $10'' > p_ф > 1''$, в третьей $1'' > p_ф > 0''.1$ и в четвертой области $p_ф < 0''.1$.

Как видим, высокая светосила объектива при заданном диаметре D неблагоприятна для фотографического разрешения звезд, а значит, и для фотографического обнаружения мелких, достаточно контрастных деталей на дисках планет. Так, телескоп с диаметром $D = 1000$ мм при относительном отверстии 1 : 5 может разрешить на пластинке тот же угол, что и телескоп скромного диаметра $D = 200$ мм, но с очень малым относительным отверстием $A = 1:100$; правда, длина первого инструмента будет 5 м, тогда как длина второго, если он не телеобъектив, должна быть 20 м.

Увеличение диаметра телескопа при данной светосиле во всех случаях благоприятствует фотографическому разрешению: выигрыш в фотографической разрешающей силе прямо пропорционален масштабу инструмента.

Все это было бы так, если бы земная атмосфера была абсолютно однородна и если бы не было некоторых других помех, тем более значащих, чем крупнее инструмент. Поэтому в действительности далеко не наблюдается того благополучия, которое следует из табл. 20. На лучших астрографах и при обычном фотоматериале редко достигают $p_ф=0''.5$.

Каждому астроному хорошо известны так называемые «нормальные астрографы», построенные для международной работы по составлению карт звездного неба. Данные этих астрографов следующие: $D=340$ мм; $A=1:10$. Формула (52) дает для них $p_ф=1.''2$; если в отдельных случаях снимок на нормальном астрографе позволяет разрешить звезды при $p_ф < 1.''2$, то это значит, что либо в таком случае была применена более мелкозернистая эмульсия пластинок, либо мы были слишком строги, предположив, что весь дифракционный кружок (а не центральная его часть) участвует в создании первоначального почернения, т. е. что либо первый, либо второй член формулы (52) несколько преувеличен.

Анализируя табл. 20, мы видим, что при фотографировании используется лишь малая доля визуальной теоретической разрешающей силы инструмента, притом тем меньшая, чем выше относительное отверстие фотообъектива.

Если, например, принять за меру предельного визуального разрешающего угла величину p_5 выражения (21) и если разделить (52) на (21), то отношение k этих двух выражений покажет, во сколько раз фотографическая разрешающая сила меньше визуальной. Очевидно, что

$$k=\frac{p_ф}{p_5}=25.8A+0.94. \qquad (53)$$

Как видим, коэффициент k не зависит от диаметра объектива, а зависит только от его относительного отверстия.

Табл. 21 дает значения k для различных относительных отверстий объектива.

Таблица 21

$\lambda_в=0.555$ мкм; $\lambda_ф=0.450$ мкм

A	1:1	1:2	1:5	1:10	1:20	1:50	1:100	1:430
$k=\frac{p_ф}{p_5}$	26.8×	13.9×	6.11×	3.52×	2.23×	1.46×	1.20×	1.00×

Как видно из таблицы, фотографическая разрешающая сила значительно отстает от визуальной при высоких и средних относительных отверстиях объектива; она начинает конкурировать с визуальной разрешающей силой при малых относительных отверстиях порядка 1 : 50—1 : 100 и, наконец, уравнивается с ней при $A\approx 1:400$, для того чтобы дальше ее опередить: при ничтожно малых относительных отверстиях преимущество разрешающей силы оказывается на стороне фотографического метода только потому, что для него мы приняли $\lambda_ф=0.450$ мкм, тогда как для визуальных наблюдений принята $\lambda_в=0.555$ мкм.

Современная астрофизика никогда не применяет относительных отверстий порядка 1 : 400, а потому фотографический метод исследования всегда приводит к той или иной потере разрешающей силы и к исчезновению тех или иных мелких деталей планет по сравнению с методом визуальным. Поэтому не следует удивляться, что на лучших фотографиях планет и Луны, полученных с помощью гигантских инструментов, видно не больше деталей, чем при визуальном наблюдении тех же планет с помощью телескопов среднего размера.

К этому еще нужно прибавить, что глаз при неоднородности атмосферы и волнующихся изображениях способен использовать отдельные моменты хороших изображений и создавать себе представление о деталях, суммируя наблюдения именно этих моментов и забывая о длительных промежутках плохих изображений. В то же время фотографическая пластинка добросовестно регистрирует всю совокупность изображений — плохих и хороших; а так как на долю первых выпадают значительно более длительные промежутки времени, то на фотоснимке исчезает большинство тех деталей, которые формула (52) позволяет обнаружить.

Мы видим, что современной пластинке недостает двух свойств: 1) значительно большей чувствительности, которая позволила бы производить «моментальные» съемки планет и тем самым получать, хотя бы и на отдельных случайных негативах, разрешающую силу в соответствии с формулой (52), и 2) значительно меньшего фотографического рассеяния, которое позволило бы уменьшить первый коэффициент в формуле (52), т. е. повысить относительное отверстие при одинаковом значении k и тем самым дополнительно сократить время экспозиции. При современном положении вещей фотографирование деталей планет с потерей в разрешающей силе около 30% от визуальной разрешающей силы было бы возможно при относительных отверстиях не выше 1 : 50, как это следует из табл. 21, если бы атмосферные условия во время съемки были идеальными. Такие снимки уже могли бы до некоторой степени конкурировать с визуальными наблюдениями, уступая им немного в разрешающей силе, но превосходя их обилием и объективностью зафиксированного материала.

Если бы удалось существенно улучшить свойства фотослоев в указанных выше двух направлениях, то фотографический метод изучения деталей планет вытеснил бы визуальный метод, имея преимущества не только полной объективности и быстроты накопления материала, исследуемого затем в спокойной лабораторной обстановке как угодно долго и тщательно, но и преимущество

более коротких длин волн фотографических лучей. К сожалению, до этого еще далеко.

При фотографировании звезд не только нет выигрыша в разрешающей силе, но имеет место явная в ней потеря, и в то же время фотографический метод позволяет зарегистрировать такие слабые звезды, которые никогда ни в какой инструмент не могут быть видимы глазом. Для этого следует только осуществить достаточно длительную экспозицию.

Для предельной звездной величины $M_ф$, оставляющей первый след на пластинках «экстра-рапид», Данжон и Кудер дают следующую эмпирическую формулу:

$$M_ф = -1 + 5 \lg D + 2.15 \lg T, \qquad (54)$$

где D выражено в миллиметрах, а T — в минутах.

Сравним величину $M_ф$ с видимой предельной звездной величиной $M_в$ выражения (38), в котором для однозначности сравнения предположили $d_г=6$ мм и $k=0.5$.

Разность выражений (54) и (38) обозначим символом $\Delta M_{ф-в} = M_ф - M_в$. Эта разность и выразит собою выигрыш в звездных величинах при переходе от метода визуальных наблюдений к фотографическому методу. Очевидно, что

$$\Delta M_{ф-в} = -2.86 + 2.15 \lg T. \qquad (55)$$

Как и следовало ожидать, член, содержащий D, выпал из формулы.

Составим таблицу для $\Delta M_{ф-в}$ при различных временах экспозиции T, при одинаковом D, при $d=6$ мм и для пластинок «экстра-рапид» (табл. 22).

Таблица 22

T	1 мин	3 мин	10 мин	30 мин	1 ч	3 ч	10 ч	30 ч	100 ч
$\Delta M_{ф-в}$	−2.86	−1.83	−0.71	+0.32	+0.96	+1.99	+3.11	+4.14	+5.26

При данном диаметре объектива и независимо от его светосилы, при коротких экспозициях пластинка регистрирует меньше звезд, чем их видит глаз в телескопе. При экспозиции около 21 мин $\Delta M_{ф-в}=0$, а это значит, что при такой экспозиции визуальный и фотографический методы обладают совершенно одинаковой проницающей способностью и что для использования преимуществ фотографического метода перед визуальным экспозиции должны быть во всяком случае не меньше $\sim$20 мин. Так, при 10-часовой экспозиции фотографический метод обнаруживает звезды на 3.1 звездной величины более слабые, чем предельные визуальные звезды для инструмента такого же диаметра. Выигрыш же в 3.1 звездной величины равносилен увеличению диаметра телескопа в 4.17 раза.

Так современная техника дерзает осуществлять телескоп с диаметром 5 м, а фотографический метод придает ему ту же проницающую силу (при экспозиции 10 ч), какой обладал бы визуальный телескоп с поперечником 21 м. Сделанных ранее оговорок о практических помехах и о приближенности формул, с которыми мы оперировали, повторять не будем.

Но числа табл. 22 имеют смысл лишь в том случае, если светосила астрографа допускает применение столь длительных экспозиций, т. е. если вуаль от фона неба не вступила на прямолинейный участок характеристической кривой тех же пластинок «экстра-рапид». Поэтому табл. 22 нельзя рассматривать независимо от табл. 19. Так, если мы хотим осуществить 10-часовую экспозицию и выиграть 3.1 звездной величины, то относительное отверстие астрографа должно быть не больше 1 : 8—1 : 9.

В свете этих рассуждений 5-метровый гигант ($D=5000$; $A=1:3.3$) в своем ньютоновом фокусе допускает экспозиции продолжительностью не более 1 ч; за один же час экспозиции можно выиграть при фотографическом методе не более 1 звездной величины; отсюда (табл. 17) 5-метровый телескоп в ньютоновом фокусе зарегистрирует на пластинке предельные звезды не выше 21.3 звездной величины. Для плодотворной 10-часовой экспозиции следует перенести пластинку из ньютонова фокуса в кассегренов фокус и принять соответственные меры для устранения засветки пластинки паразитным светом от фона неба. Тогда только 5-метровый телескоп сможет зарегистрировать звезды до 23.4 звездной величины при 10-часовой экспозиции.*

9. АБЕРРАЦИИ И КАЧЕСТВО ФОТОГРАФИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

До сих пор предполагалось, что объектив астрографа свободен от аберраций. На практике действительно могут существовать такие объективы: хорошее параболическое зеркало практически свободно от аберраций на оси; хороший апланатический зеркальный телескоп практически свободен от аберраций в пределах поля конечной величины. Но большинство объективов рисуют на пластинке изображения, в большей или меньшей степени испорченные аберрациями, причем самой вредной аберрацией в линзовом объективе оказывается остаточный хроматизм, или *аберрация вторичного спектра*. На ней мы и проведем исследование вопроса.

Объективы крупных астрографов конструктивно не отличаются от визуальных астрономических объективов: как правило, они составлены из двух соприкасающихся линз из нормальных опти-

* В настоящее время крупнейшим в мире рефлектором является отечественный 6-метровый телескоп БТА. Более строгую теорию проницающей силы телескопа см. в статье У. Баума в кн.: Методы астрономии. Под ред. В. А. Хилтнера. М., «Мир», 1967, с. 9. — *Прим. ред.*

ческих стекол — крона и флинта; в них только применен другой вид хроматической коррекции в связи с различием в спектральной чувствительности фотопластинки и глаза.

В зависимости от сорта пластинок, т. е. от их спектральной чувствительности, хроматические коррекции фотообъективов могут быть самыми разнообразными; но так как один и тот же объектив не может одновременно удовлетворять двум или нескольким видам коррекции, то при расчете объектива устанавливают вид коррекции, соответствующий наиболее интересным и употребительным сортам фотопластинок.

Остановимся на нормальной бромо-желатинной эмульсии и дадим значения ее спектральной чувствительности во 2-м столбце табл. 23.* Как видим, чувствительность фотопластинки имеет два максимума: первый в ультрафиолетовой части спектра — для $\lambda \approx 0.375$ мкм и второй, несколько меньший, в видимой части спектра — для синих лучей $\lambda \approx 0.46$ мкм. К зеленым лучам и далее, начиная от $\lambda \approx 0.55$ мкм, фотопластинка практически нечувствительна. Звезды излучают свет различного спектрального состава, впрочем, достаточно близко к спектральному составу солнечного излучения. В среднем звезды несколько «голубее» нашего солнца; в то же время планеты несколько «желтее» его. Поэтому в качестве средней спектральной характеристики остановимся на спектральном составе солнечного излучения, достигающего Земли при положении Солнца в зените, и приведем его относительные значения в столбце 3 табл. 23. Солнце в зените и с учетом потерь света в атмосфере посылает на земную поверхность относительно малое количество ультрафиолетовой энергии; максимум солнечной энергии, достигающей земли, находится в сине-голубой части спектра и соответствует $\lambda \approx 0.47$ мкм.

Высокогорные обсерватории, а также места с особо благоприятными атмосферными условиями при особо прозрачном воздухе получают относительно бóльшие порции ультрафиолетового излучения. При положении светила не в зените числа столбца 3 должны быть соответственно уменьшены, а максимум несколько сдвинут в сторону длинных волн.

Если бы в линзах объектива не было потерь света, то фотографическое действие солнечных (или звездных) лучей было бы пропорционально произведению чисел 2-го и 3-го столбцов таблицы. Но в объективах имеют место два вида светопотерь: во-первых, часть света теряется на отражение от поверхностей линз и притом неодинаково для кроновой и флинтовой линзы; во-вторых, часть света поглощается в толще линз опять-таки различно для различных сортов стекла. Чтобы учесть потери света в объективе, в столбцах 4 и 5 табл. 23 приведено светопропускание линз из нормального крона и флинта без учета поглощения в толще стекла. Здесь линзы предположены бесконечно тонкими, и единственные учитываемые потери — это отражение света на обеих поверхностях каждой линзы.

* Здесь и в дальнейшем использованы цифровые материалы книги Данжона и Кудера, полезные для решения задачи лишь в первом приближении. Так, советское оптическое стекло оказывается прозрачнее французского, а светопотери в советских объективах соответственно меньшими.

Таблица 23

λ, мкм	Чувствительность фотопластинки	Солнечное излучение, достигающее земной поверхности	Пропускание бесконечно тонкой линзы		Пропускание стекла толщиной 1 см		Суммарный фотографический эффект $Э_ф$	
			крон	флинт	крон	флинт	объектив $D = 100$ мм	объектив $D = 1000$ мм
1	2	3	4	5	6	7	8	9
0.30	0.48	0.018	0.907	0.866	0.00	0.00	—	—
0.31	0.53	0.072	0.908	0.869	0.03	0.00	—	—
0.32	0.60	0.153	0.909	0.872	0.38	0.00	—	—
0.33	0.69	0.241	0.910	0.874	0.65	0.00	—	—
0.34	0.76	0.270	0.911	0.876	0.83	0.07	0.010	0.000
0.35	0.86	0.296	0.911	0.878	0.89	0.24	0.043	0.000
0.36	0.94	0.358	0.912	0.879	0.920	0.40	0.099	0.000
0.37	0.99	0.380	0.912	0.881	0.935	0.58	0.164	0.001
0.38	0.99	0.378	0.913	0.882	0.945	0.71	0.202	0.006
0.39	0.96	0.470	0.913	0.883	0.955	0.81	0.281	0.028
0.40	0.91	0.702	0.913	0.884	0.960	0.90	0.446	0.120
0.42	0.76	0.749	0.914	0.885	0.970	0.930	0.415	0.164
0.44	0.87	0.886	0.914	0.886	0.972	0.944	0.573	0.264
0.46	0.94	0.993	0.915	0.887	0.980	0.964	0.716	0.429
0.48	0.75	0.992	0.915	0.888	0.984	0.970	0.577	0.379
0.50	0.30	0.975	0.916	0.888	0.986	0.975	0.229	0.160
0.55	0.003	0.913	0.917	0.890	0.988	0.982	0.002	0.002

В столбцах 6 и 7 приведено светопропускание стекла толщиной 1 см.

Светопропускание есть показательная (степенная) функция толщины стекла, а потому при увеличении толщины в n раз первоначальное светопропускание приходится возводить в n-ю степень, чтобы получить светопропускание при новой толщине стекла.

Как видно из таблицы, линза из обычного крона толщиной 1 см нацело поглощает всю ультрафиолетовую радиацию до $\lambda \approx 0.30$ мкм; такая же флинтовая линза нацело поглощает ультрафиолетовую радиацию до $\lambda \approx 0.33$ мкм.

Но можно сварить те же стекла из особо чистых исходных материалов, произведя, кроме того, замену кварцевого песка чистым кварцем, — и получатся стекла с прежними оптическими константами, но с несколько более отодвинутыми границами полного поглощения ультрафиолетовых лучей. Такие стекла называют *увиолевыми* (UV), но и в них флинты относительно сильнее

поглощают лучи коротких длин волн. Поэтому, как правило, не кроновая, а флинтовая линза определяет в объективе предел ультрафиолетового пропускания.

Если объектив составлен из двух линз — кроновой и флинтовой, со средней толщиной каждой линзы 1 см, то для определения окончательного фотографического эффекта вдоль по спектру следует перемножить числа столбцов 2, 3, 4, 5, 6, 7. Результат такого перемножения представлен в столбце 8 табл. 23.

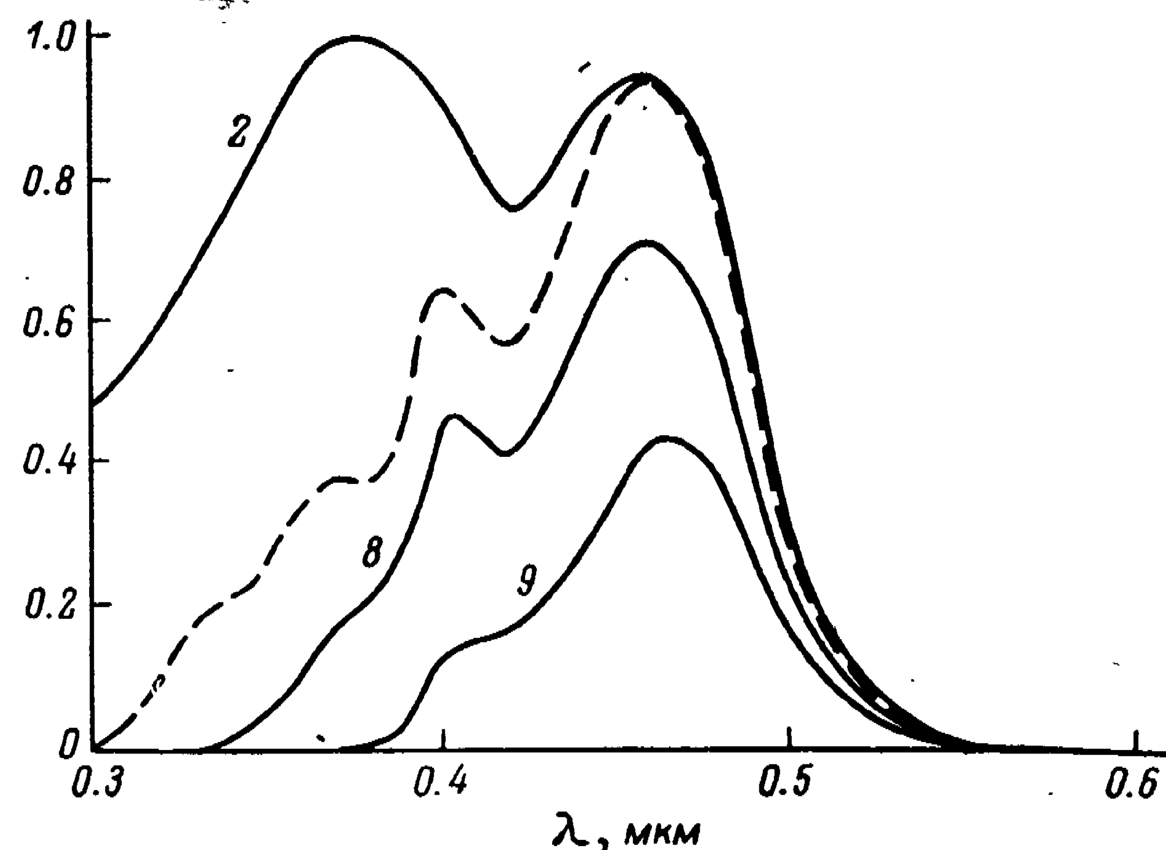


Рис. 29.

Так как средние толщины линз в 1 см имеют место в объективе диаметром около 100 мм, то в заголовке 8-го столбца весьма условно указано, что фотографический эффект, выраженный числами столбца 8, имеет место в астрографе $D \approx 100$ мм; строже было бы сказать, что такой эффект имеет место при средней толщине кроновой и флинтовой линз объектива по 1 см каждая.

В столбце 9 даны такие же значения фотографического эффекта при линзах, в 10 раз более толстых, что соответствует случаю астрографа с диаметром объектива около 1 м.

На рис. 29 построены три кривые, занумерованные в соответствии с нумерацией столбцов табл. 23.

Первая из этих кривых (*2*) есть относительная спектральная чувствительность фотослоя; кривая *8* — относительный спектральный фотографический эффект при фотографировании светил в зените с помощью малого ($D \approx 100$ мм) двухлинзового объектива; кривая *9* — то же, но при фотографировании крупным объективом ($D \approx 1000$ мм).

Мы видим, что фотографический эффект распространяется на довольно ограниченный спектральный интервал, который тем уже, чем больше размеры объектива.

Чтобы судить о потерях энергии в фотографических объективах, нужно для сравнения построить кривую фотографического эффекта для такого идеализированного объектива, в котором нет потерь света ни на отражение, ни на поглощение. Такая кривая изображена на рис. 29 пунктирной линией и является, очевидно, результатом перемножения столбцов 2 и 3 таблицы. Сопоставление кривых *8* и *9* с пунктирной кривой позволяет судить о коэффициенте полезного действия фотообъектива: даже объективы скромных размеров, не говоря уже о крупных объективах, используют далеко не экономично приходящую от звезд энергию, способную вызывать почернение пластинки; особенно это относится к ультрафиолетовой энергии.

Кривые *8* и *9* имеют максимумы для $\lambda \approx 0.46$ мкм, откуда делаем заключение, что хроматическую коррекцию объектива астрографа следует выполнять так, чтобы вершина хроматической кривой располагалась вблизи этой же длины волны. Ход кривых *8* и *9* дает, кроме того, указание, что для крупных объективов вершину хроматической кривой можно отнести к $\lambda \approx 0.46$ мкм, тогда как для мелких объективов ее лучше сдвигать несколько влево, приближаясь к $\lambda \approx 0.44$ мкм.

Допустим, что объектив рассчитан так, что в общем фокусе сведены лучи F ($\lambda=0.486$ мкм) и h ($\lambda=0.405$ мкм). Такой вид коррекции часто применяется в астрофотообъективах, так как при нем вершина хроматической кривой лежит достаточно близко к $\lambda \approx 0.44$ мкм.

Вычислим положение фокусов для некоторых характерных длин волн; затем определим для них продольные аберрации и, выражая их в долях фокусного расстояния объектива, построим кривую, которая носит название *хроматической кривой*. Результат вычисления и построения представлен на рис. 30, где по оси абсцисс отложены продольные аберрации Δs_λ, выраженные в тысячных долях фокусного расстояния f объектива, а по оси ординат — длины волн в микронах. С такой кривой можно снять значения продольных аберраций Δs_λ для любой длины волны λ.*

От продольных аберраций очень простой переход к поперечным аберрациям, т. е. к радиусам хроматических кружков рассеяния ρ_λ:

$$\rho_\lambda = \frac{\Delta s_\lambda}{f} \frac{D}{2}, \tag{56}$$

где ρ_λ — радиус хроматического кружка при фокусировке пластинки на вершину хроматической кривой, т. е. в нашем случае на фокус лучей $\lambda \approx 0.44$ мкм. Для упрощения задачи пренебрегаем дифракционным растяжением кружков.

* Ультрафиолетовая часть кривой изображена на рис. 30 пунктиром. Здесь была применена не вполне точная экстраполяция, так как показатели преломления для ультрафиолетовой области не были в точности известны.

Таблица 24

$D=100$ мм

λ, мкм	ρ_λ, мкм	$\rho_\lambda+15$, мкм	$\pi(\rho_\lambda+15)^2$, мкм²	$Э_ф$	$C\frac{Э_ф}{\pi(\rho_\lambda+15\text{ мкм})^2}$
1	2	3	4	5	6
0.35	75	90	25400	0.043	0.2
0.36	63	78	19100	0.099	0.6
0.38	40	55	9520	0.202	2.6
0.40	21	36	4080	0.446	13.5
0.42	7	22	1520	0.415	33.7
0.44	0	15	708	0.573	100.0
0.46	5	20	1260	0.716	69.0
0.48	15	30	2830	0.577	25.1
0.50	28	43	5810	0.229	4.9
0.52	44	59	10900	0.08	0.9
0.54	61	76	18200	0.02	0.1

Допустим, что отверстие объектива астрографа $D=100$ мм, после чего снимем значения $\Delta s_\lambda/f$ с кривой рис. 30 для различных значений λ, вычислим по формуле (56) радиусы ρ_λ кружков рассеяния и представим результат во 2-м столбце табл. 24.

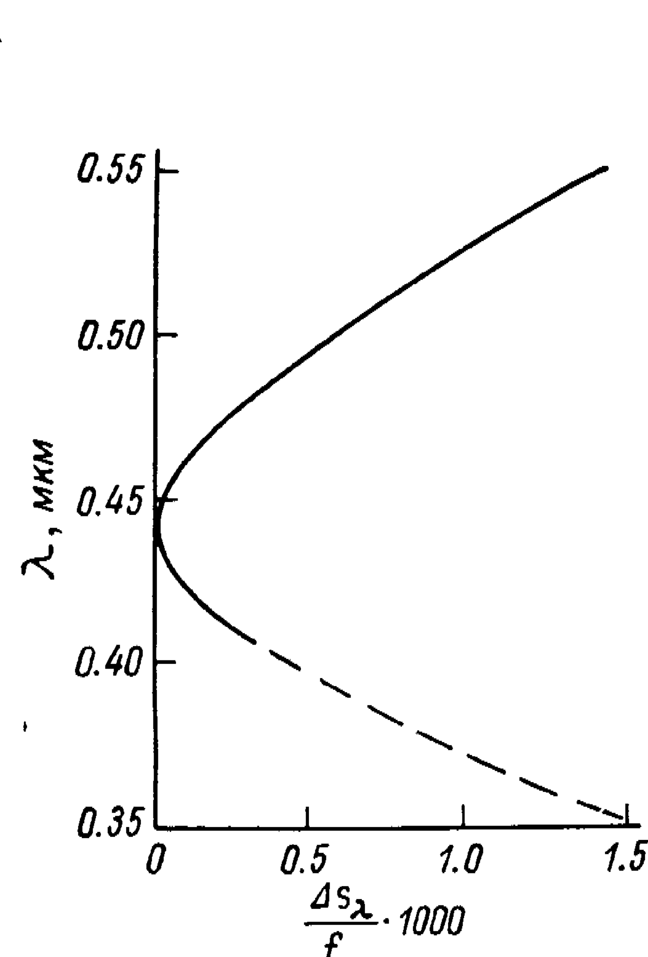


Рис. 30.

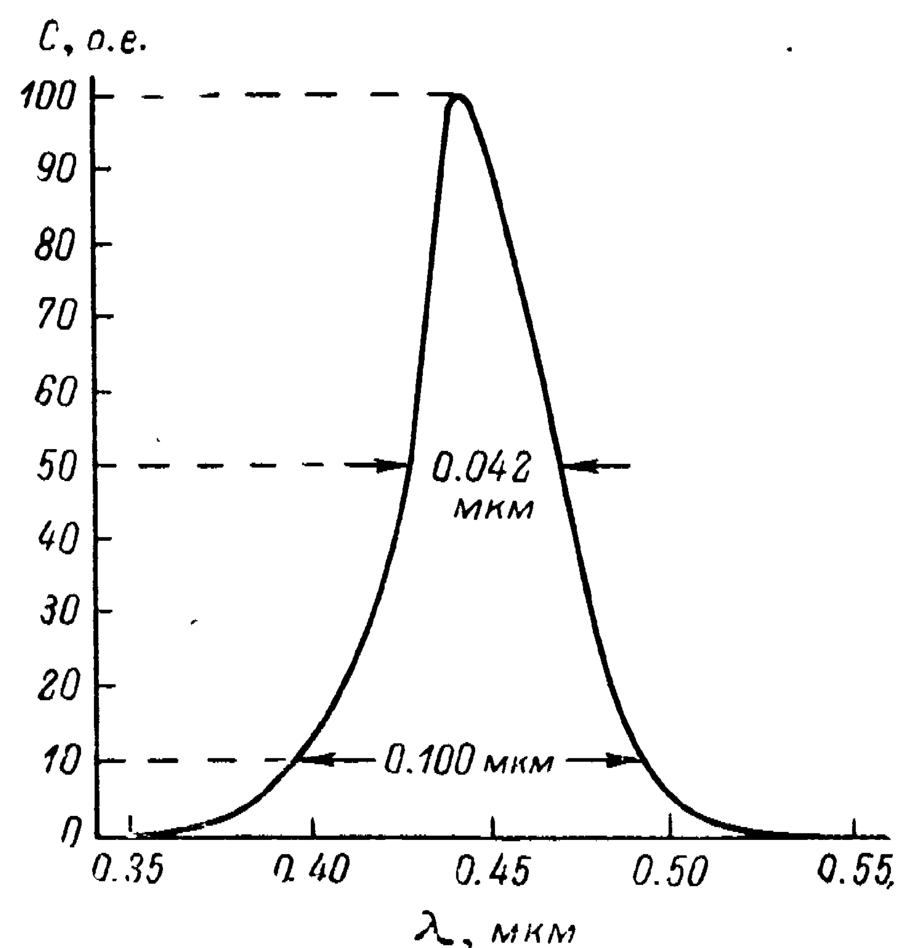


Рис. 31.

Условимся снова, что фотографическое рассеяние увеличивает радиусы почерневших кружков на 15 мкм, после чего в столбце 3 даем значение радиусов кружков почернения в виде величины $\rho_\lambda+15$ мкм. Определяем площадь этих кружков в квадратных микронах и заносим найденные величины в столбец 4.

В столбце 5 приведен суммарный фотографический эффект $Э_ф$, взятый из столбца 8 табл. 23.

В случае объектива, не имеющего других аберраций, кроме вторичного спектра, хроматические кружки для каждого цвета должны быть равномерно засвечены, а потому степень почернения пластинки должна быть пропорциональна фотографическому эффекту, разделенному на площадь кружка рассеяния. В столбце 6 табл. 24 приведены значения этого отношения для различных длин волн, а чтобы для максимума получилось значение 100, введен некоторый коэффициент пропорциональности C.

Таким образом, последний столбец таблицы характеризует относительный фотографический эффект, отнесенный к единице поверхности фотослоя в хроматических кружках различных длин волн, когда фотографический эффект лучей $\lambda=0.44$ мкм принят за 100.

На рис. 31 графически изображен последний столбец табл. 24. Кривая имеет максимум вблизи $\lambda=0.44$ мкм и достаточно, хотя и не вполне, симметрична. Последние два признака говорят о том, что выбор расположения вершины хроматической кривой вблизи $\lambda=0.44$ мкм был сделан достаточно правильно.

Если бы объективу была дана иная коррекция, например фотовизуальная или визуальная, то кривая рис. 31 имела бы явно несимметричную и крайне невыгодную форму со смещенным максимумом. Такие исследования очень интересны, но не будем далеко отклоняться от основного вопроса, указав интересующемуся читателю путь для решения подобных задач.

Из кривой рис. 31 видно, что максимальный эффект почернения производят лучи очень узкого спектрального интервала вблизи $\lambda=0.44$ мкм; для этих же лучей изображение предельной звезды имеет наименьший поперечник $2\rho\approx 30$ мкм. Если спуститься на уровень 50% от максимума кривой, то действующий спектральный интервал окажется достаточно широким: около 0.042 мкм. Наконец, на уровне 10% от максимума действующий спектральный интервал достигает 0.100 мкм=1000 Å, т. е. очень большой величины.

Таким образом, картина звездного изображения на пластинке представляется в следующем виде: предельная звезда оставляет свой первый след за счет максимума кривой рис. 31; поперечник этого следа, как мы условились, около 30 мкм. По мере роста времени экспозиции (или с увеличением яркости звезды) к первоначальному почернению присоединяется почернение от лучей все более и более широкого спектрального интервала, пока весь интервал — от $\lambda=0.35$ мкм до $\lambda=0.54$ мкм — не начнет действовать и вызывать соответствующее почернение.

Но первое время расширению спектрального интервала соответствуют очень малые приращения диаметров кружков рассеяния, что связано с квазипараболической формой хроматической

кривой рис. 30, тогда как в дальнейшем имеет место быстрый рост кружков рассеяния с ростом спектрального интервала. В объективе с неустраненным хроматизмом изображение звезды представляется в виде ядрышка с деградированными краями и с диаметром, зависящим от яркости звезды и времени экспозиции.

В данном случае не следует смешивать последствий вторичного спектра с фотографическим рассеянием; конечно, второе всегда остается в силе, прибавляется к первому и усугубляет размытость изображения звезд.

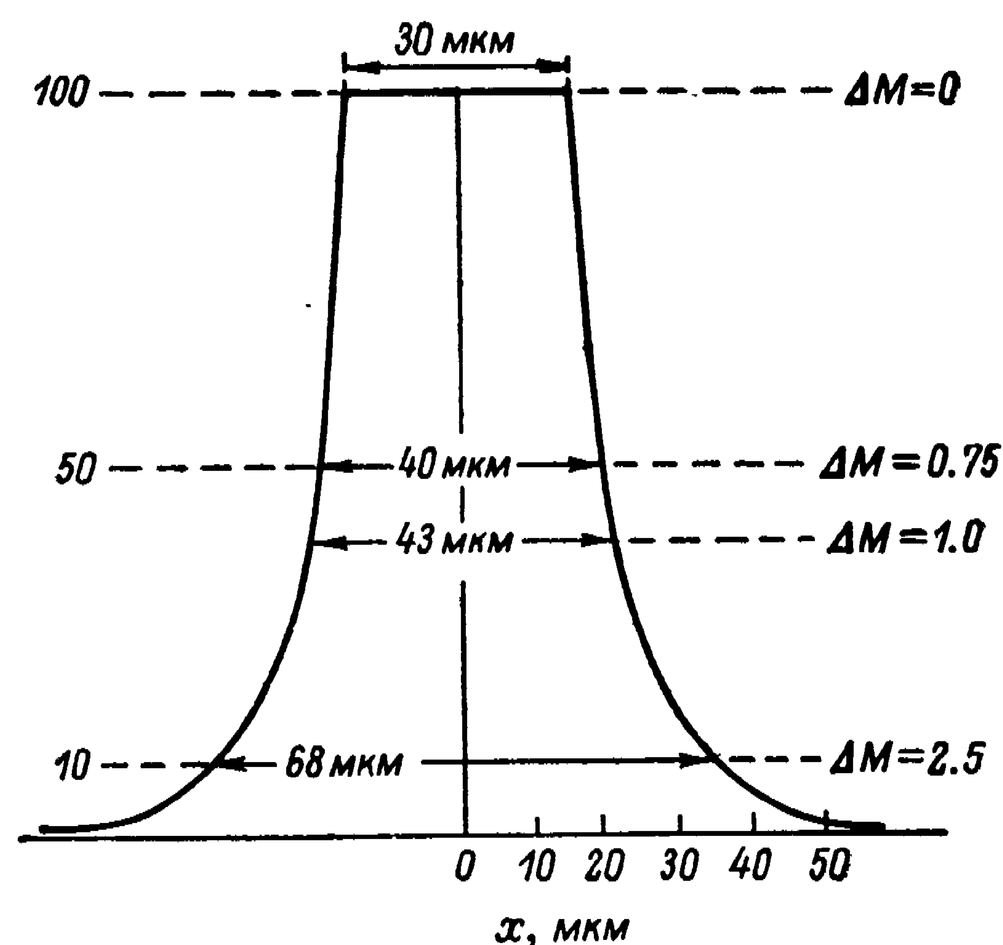


Рис. 32.

Так как из табл. 24 нам известен не только относительный фотографический эффект в хроматических кружках, но и их радиусы $p_\lambda+15$ мкм, то можно вычислить суммарный фотографический эффект на различных расстояниях x от центра изображения звезды.

Приближенное интегрирование позволяет построить кривую рис. 32, в котором за начало координат принят центр звездного изображения, по оси абсцисс отложены расстояния x, а по оси ординат — относительные значения фотографического эффекта как суммы эффектов лучей всех длин волн. Из рассмотрения кривой рис. 32 делаем следующие интересные выводы.

Предельная звезда оставляет след на пластинке, диаметр которого, как мы предположили, равен 30 мкм. Звезда, вдвое более яркая или, выражаясь астрономически, отличающаяся на $\Delta M=0.75$ звездной величины от предельной звезды, оставляет след диаметром около 40 мкм. При $\Delta M=1$ звездной величине диаметр следа увеличивается до 43 мкм. При отношении яркостей 10 : 1, т. е. при $\Delta M=2.5$ звездной величины, диаметр следа достигает 68 мкм. Наконец, при весьма большом ΔM диаметр следа стремится к некоторому пределу, не превышающему, по-видимому, 200 мкм. Существование предела обусловлено, как это ясно, двумя причинами: во-первых, пределом спектральной чувствительности пластинки и, во-вторых, пределом пропускания ультрафиолетовой радиации атмосферой и линзами объектива. Не будь этих сдерживающих пределов, следы ярких звезд при объективе с неустраненным хроматизмом увеличивались бы беспредельно при беспредельном увеличении экспозиции.

Так как кривая рис. 32 не учитывает роли фотографического рассеяния, прогрессивно растущего с ростом времени экспозиции или яркости звезд, то в действительности пятна звездных изображений имеют еще бóльшие диаметры.

Так влияет вторичный спектр на размеры фотографического изображения звезд различной яркости в том случае, когда диаметр объектива астрографа равен 100 мм. Нетрудно показать, что с ростом диаметра объектива диаметры хроматических кружков для различных длин волн соответственно возрастают, что следует из формулы (56), в которой $\Delta s_\lambda/f$ есть величина достаточно постоянная для ахроматов с фотографической коррекцией, изготовленных из любой пары нормальных сортов оптического стекла. Поэтому с ростом диаметра объектива кривая рис. 31 приобретает более резко выраженный максимум.

Казалось бы, что последнее обстоятельство благоприятно для крупных астрографов в смысле возможности получения более четких изображений звезд, отличных от предельных? Между тем это не так, а соответственное интегрирование приводит к кривым типа кривой рис. 32, даже несколько менее благоприятным в случае крупных объективов; впрочем, эта разница не настолько велика, чтобы кривая рис. 32 и сопровождающие ее пояснения потеряли свой смысл при определении порядка величины дисков звездных изображений, обусловленных вторичным спектром объективов.

Совершенно в таком же духе, как это было сделано для хроматической аберрации, можно вывести влияние любой аберрации на характер и размеры фотографического изображения звезды; для этого только нужно знать величину и ход кривой аберрации. Но так как остаточные аберрации, например сферическая, различны в различных объективах и часто зависят не только от вычислителя, рассчитывавшего объектив, но и от оптика, его изготовлявшего, то трудно и непродуктивно разбирать этот вопрос в общем виде.

В заключение рассмотрим влияние неудовлетворительной фокусировки пластинки на качество фотографического изображения. Этот вопрос мы рассматриваем здесь как родственный вопросу об аберрациях, хотя формально ничего общего с ним не имеющий.

Возьмем идеальный безаберрационный объектив и сместим пластинку с фокуса на величину Δ. Очевидно, что вместо точечного* изображения на пластинке получится кружок радиуса ρ_Δ, величина которого равна

$$\rho_\Delta = \Delta \frac{A}{2}. \tag{57}$$

В силу фотографического рассеяния предельная для этого случая звезда изобразится кружком радиуса

$$\rho = \rho_\Delta + 15 \text{ мкм} = \Delta \frac{A}{2} + 15 \text{ мкм}. \tag{58}$$

Следы звезд получатся в этом случае более крупными, и мы потеряем ΔM звездной величины для предельных звезд. Чтобы грубо определить порядок величины ΔM, рассуждаем следующим образом.

При точной фокусировке ($\Delta = 0$) некоторое количество энергии начало восстанавливать бромистое серебро на площади $\pi\,(15\text{ мкм})^2$; при дефокусировке на величину Δ тому же количеству энергии приходится восстанавливать бромистое серебро на площади $\pi\left(\Delta \frac{A}{2} + 15 \text{ мкм}\right)^2$, с чем этой энергии уже не справиться, если не увеличить ее в k раз, где

$$k = \frac{\pi\left(\Delta \frac{A}{2} + 15 \text{ мкм}\right)^2}{\pi\,(15 \text{ мкм})^2} = \left(\frac{\Delta}{30} A + 1\right)^2, \tag{59}$$

если Δ выражать в микронах.

Поэтому предельная звезда для дефокусированной пластинки должна быть в k раз ярче предельной звезды при строгой фокусировке пластинки.

Допустим, что мы не хотим потерять более 0.5 звездной величины. В этом случае $\lg k = 0.2$, а выражение (59) приводится к следующему виду:

$$\Delta_{0.5} = 7.8\forall. \tag{60}$$

Это и будет дефокусировка, приводящая к потере половины звездной величины ($\Delta M = -0.5$).

Приведем в табл. 25 значения дефокусировки $\Delta_{0.5}$ для различных относительных отверстий объектива.

Таблица 25

$\Delta M = 0.5$ звездной величины

A	1 : 1	1 : 2	1 : 5	1 : 10	1 : 20	1 : 50	1 : 100
$\Delta_{0.5}$, мкм	7.8	15.6	39	78	156	390	780

* Для упрощения задачи пренебрегаем дифракционным растяжением изображения.

Читатель может повторить расчет, задаваясь любыми значениями ΔM, так как наш выбор $\Delta M = 0.5$ явился вполне произвольным. Но возвращаемся к табл. 25.

Мы видим, что в светосильных объективах допуски на дефокусировку чрезвычайно строги и измеряются микронами и сотыми долями миллиметра; в то же время эти допуски трудновыполнимы на практике. Прежде всего форма стекла фотографической пластинки недостаточно плоская, но имеет местные отступления порядка нескольких сотых долей миллиметра в сравнительно доброкачественных пластинках. И если при таких пластинках один участок изображения оказывается точно отфокусированным, то другие участки могут оказаться дефокусированными на несколько сотых миллиметра, что допустимо для малых относительных отверстий объектива и совершенно недопустимо для высоких относительных отверстий, порядка 1 : 5 и выше. Вот почему астрономы соглашаются дороже платить за пластинки, приготовленные на особо отобранном высококачественном стекле, а иногда даже применяют для пластинок шлифованное и полированное стекло типа тонкого зеркального. Вот также почему некоторые пленочные светосильные аппараты не дают надлежащей резкости изображения из-за возможного коробления пленки.

С другой стороны, тщательно выполненная фокусировка не сохраняется во времени в связи с изменением температуры, тепловым расширением линз и трубы инструмента и вообще в связи со всем комплексом вопросов, с которым связан так называемый температурный фокус инструмента.

Во время экспозиции — а астрономические экспозиции часто длятся часами — приходится подправлять фокусировку через сравнительно короткие промежутки времени, иначе неизбежны потери в предельной звездной величине и в резкости изображения звезд. Чем выше относительное отверстие объектива при заданном фокусном расстоянии, тем ответственнее и утомительнее эти подфокусировки.

Кроме дефокусировки, в астрографах может иметь место смещение изображения в плоскости пластинки. Действительно, ни одна труба астрографа не представляет собою абсолютно жесткой конструкции. Как бы жестко мы ни соединили астрограф с гидирующей трубой, но при различных наклонах инструмента при продолжительных экспозициях труба астрографа прогибается по своему закону, а труба гида — по своему. В результате изображение на пластинке смещается, хотя в гиде мы все время экспозиции удерживали звезду точно на пересечении нитей.

В зеркальных астрографах к прогибам трубы присоединяется возможность смещения зеркал в оправах, а при угловом смещении зеркала на угол α изображение смещается на двойной угол 2α. Малейшая оплошность конструкции здесь может привести к очень серьезным последствиям.

Вот почему при длительных экспозициях не следует доверяться гиду, а нужно перенести гидирование непосредственно на пластинку да еще, во избежание возможности вращения поля, производить гидирование двумя лупами в двух точках поля.

Но и тут мы не гарантированы в получении безупречного снимка. Действительно, ни один часовой механизм не ведет трубу идеально за звездой. Теоретически говоря, часовой механизм и не может быть отрегулирован так, чтобы труба все время в точности следовала за звездой: этому препятствует атмосферная рефракция. Поэтому наблюдателю все время приходится подправлять действие часового механизма, удерживая звезду на пересечении нитей; наблюдатель же не знает *наперед*, в какую сторону сместится звезда с нитей, и поневоле несколько опаздывает с выправлением ее положения.

Кроме того, оптическая неоднородность земной атмосферы, изменяющаяся во времени, заставляет смещаться изображение звезды со своего среднего положения, и за этими смещениями наблюдателю также трудно угнаться, а за некоторыми (турбуленция) и просто невозможно.

В результате всех этих смещений, одни из которых растягивают точечное изображение в линию, а другие размазывают его на некоторой поверхности, изображение звезд на пластинке оказывается хуже того оптимума, который мы ожидали, а предельная звездная величина ниже расчетной.

Ознакомившись вкратце с теорией фотографических изображений, мы не могли не заметить, что фотография еще не достигла того совершенства, которое могло бы вполне удовлетворить астронома. Прежде всего чувствительность современных фотоматериалов еще недостаточно высока, чтобы можно было получать «моментальные» снимки планет, не испорченные действием атмосферной турбуленции и случайных рефракций, и тем самым сделать принципиально возможной конкуренцию фотографических наблюдений с визуальными. Высокая чувствительность пластинок позволила бы, кроме того, либо глубже проникнуть в звездный мир при современных средствах наблюдения, либо сократить продолжительность экспозиций, измеряющуюся на практике многими часами, а это значит накопить больший наблюдательный материал за то же время работы инструмента.

Во-вторых, современные фотоматериалы обладают недостаточной разрешающей силой, если не говорить о материалах низкой чувствительности, не представляющих, как было сказано, практического интереса для астронома. Малая разрешающая сила фотослоев не позволяет использовать разрешающую силу светосильных объективов, так как они рисуют слишком мелкие дифракционные изображения. Чтобы увеличить дифракционную картину изображения до размеров, при которых она будет запечатлена на пластинке, приходится значительно увеличивать

фокусные расстояния объективов, снижая тем самым светосилу, т. е. удлиняя еще больше время экспозиции для протяженных объектов. Неудивительно поэтому, что на лучших фотографиях планет и Луны, полученных с помощью самых мощных телескопов, наблюдается меньше деталей, чем их видит глаз в инструменты средней силы.

Наконец, прямолинейные участки характеристических кривых современных фотоматериалов еще недостаточно длинны, чтобы можно было уложить на них свет и тени контрастных объектов, а также чтобы в меньшей степени считаться с вуалью от фона неба при фотографировании объектов типа туманностей.

Желателен, таким образом, одновременный прогресс фотослоев в трех направлениях: 1) повышения чувствительности; 2) повышения разрешающей силы; 3) удлинения прямолинейного участка характеристической кривой. Всякий успех в этих направлениях не менее важен, чем успех в повышении мощности астрономических приборов.

Фотографический метод является сейчас основным методом астрономических исследований, но он еще не столь совершенен, чтобы использовать до конца мощь наших крупных инструментов. Последнее обстоятельство позволяет до поры до времени относиться снисходительно ко многим оптическим и механическим дефектам современных телескопов, считая, что их устранение было бы излишней роскошью, раз современное состояние фотографии не в состоянии это использовать. Но было бы непростительной ошибкой не смотреть вперед и, проектируя новый крупный инструмент на будущие десятилетия, не предусматривать возможного в близком времени прогресса фотографии, после которого значительная часть современных инструментов окажется неудовлетворительной и устаревшей в силу своих оптико-механических дефектов. Поэтому перед конструктором оптико-механиком всегда должен стоять идеал такого инструмента, который строит предельно четкие изображения, свободные от всяких аберраций, ограниченные одной лишь дифракцией и удерживаемые на пластинке с высоким совершенством.

Самая вредная тенденция — это снижать требования к качеству изображения в инструменте, ссылаясь на несовершенство фотослоев или на неспокойствие атмосферы. Что допустимо и хорошо сегодня, то завтра может оказаться совершенно неудовлетворительным. Если сегодня, при длительных экспозициях, атмосферная турбуленция скрадывает детали, то завтра, при коротких экспозициях, турбуленция может быть в значительной степени обойдена.

Наконец, при удачном выборе места для обсерватории могут иметь место такие моменты наблюдений, когда турбуленция ничтожно мала; и пускай эти условия крайне редки и непродол-

жительны, но, воспользовавшись ими, можно сделать действительно ценные и первоклассные открытия, а для этого нужен инструмент первоклассного качества.*

10. АБЕРРАЦИИ И КАЧЕСТВО ВИЗУАЛЬНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Безаберрационный астрономический объектив преобразует плоский фронт волны в вогнутый сферический фронт, центр которого является фокусом объектива. В фокусе объектива образуется в этом случае идеальное дифракционное изображение звезды, охарактеризованное ранее рис. 7 и табл. 1.

Наличие в объективе аберраций деформирует сферический фронт волны, в результате чего распределение освещенности в дифракционном кружке и кольцах уклоняется, и притом в невыгодную сторону, от идеального распределения: часть энергии из кружка переходит в кольца; кольца представляются относительно и абсолютно более яркими; черные промежутки между ними получают засветку; дифракционная картина представляется менее четкой и менее контрастной. Как бы ни была мала деформация сферической волны (волновая аберрация), но ей обязательно соответствует некоторое искажение кривой рис. 7, т. е. порча дифракционного изображения. Значительные искажения дифракционного изображения, конечно, легко обнаруживаются наблюдателем; но если эти искажения невелики. то наблюдатель их не замечает и практически не может отличить такое изображение от идеального.

Вопрос о том, какие искажения дифракционного изображения, а вместе с тем и какие волновые аберрации считать допустимыми, является очень сложным и во всяком случае дискуссионным.

Рэлей установил, что если волновые аберрации не превышают $\lambda/4$, т. е. четверти длины волны, в лучах которой строится дифракционное изображение, то значительного различия между действительным и идеальным дифракционным изображением еще не наблюдается, как не наблюдается и разницы между действительной и теоретической разрешающей силой объектива. Критерий Рэлея ($\lambda/4$) хорошо себя оправдывает на практике, если не предъявлять особенно строгих требований к качеству изображения; критерий Рэлея следует все же считать скорее мягким, чем жестким, допуском. В своих практических работах я придерживался другого, более строгого допуска $\lambda/10$, рекомендованного акад. Д. С. Рождественским и обеспечивающего безупречное качество изображения для сколь угодно строгого наблюдателя. Но так как при волновых аберрациях в $\lambda/4$ уже имеет место достаточное приближение изображения к идеальному и так как такой допуск

* В настоящее время развиты и применяются различные методы исключения влияния турбуленции земной атмосферы. — *Прим. ред.*

фигурирует почти во всей литературе, то мы и остановимся на рэлеевом критерии качества изображения для всех последующих рассуждений и выводов.*

Изобразим на рис. 33 сечение фронта волны в виде некоторой кривой линии; опишем из центра O две сферы, которым на рисунке соответствуют две пунктирные концентрические дуги $I—I$ и $II—II$, проведенные таким образом, что деформированный фронт волны ни в одной точке не выходит за пределы двух сфер. Отступления фронта волны от сферы сравнения $I—I$ представляют собою волновые аберрации, заштрихованные на рисунке. Точку O можно выбрать так, что расстояние между сферами $I—I$ и $II—II$ окажется наименьшим из возможных, и в этом случае точка O окажется точкой наилучшей фокусировки, а наибольшая волновая аберрация h_{max} будет равна расстоянию между сферами $I—I$ и $II—II$.

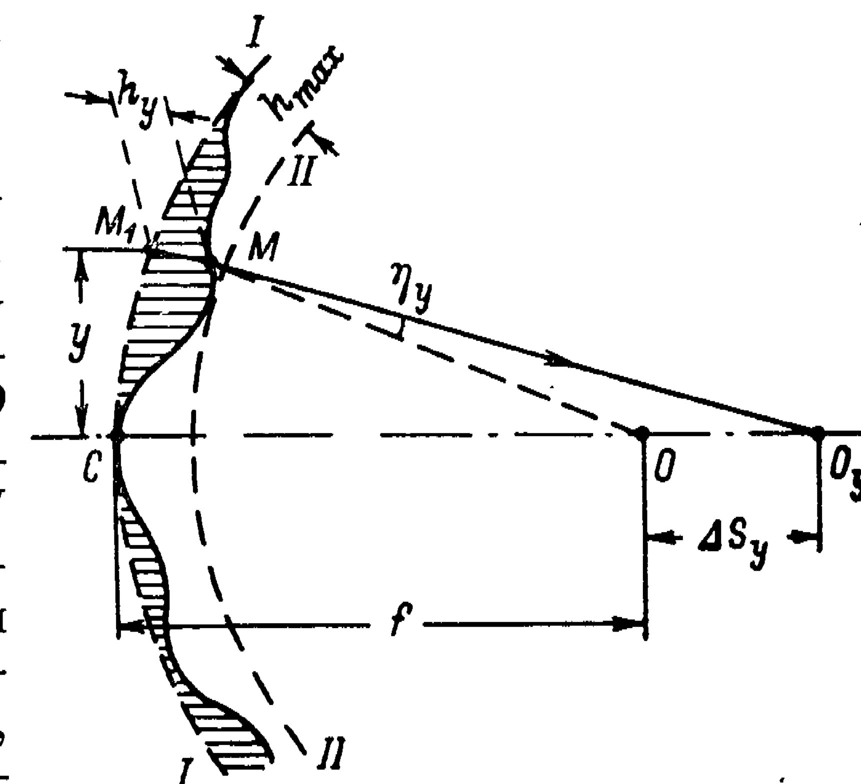


Рис. 33.

Оптическая система может считаться *первоклассной*, т. е. удовлетворяющей условию Рэлея, если

$$h_{max} \leqslant \frac{\lambda}{4}. \quad (61)$$

Так как глаз наиболее чувствителен к лучам длины волны $\lambda=0.555$ мкм, то в первоклассных визуальных системах волновые аберрации не должны превосходить

$$h_{max} = 0.139 \text{ мкм}. \quad (62)$$

При специальных наблюдениях в красных или в синих лучах величина h_{max} должна быть соответственно изменена в бо́льшую или в меньшую сторону, оставаясь по-прежнему равной четверти соответственной длины волны.

Между волновыми, продольными и угловыми аберрациями существует довольно простая связь. Если (рис. 33) точка O есть фокус объектива и если $CO=f$ есть фокусное расстояние объектива, то при отсутствии аберраций нормали для любых зон y_i сферы $I—I$ пересекаются в точке O; нормали же к волновой поверх-

* В современной теории оптических приборов вводится понятие частотно-контрастной характеристики, которая является обобщением прежнего понятия разрешающей силы прибора. См., например: Г. Г. Слюсарев. Методы расчета оптических систем. Л.—М., 1969. — *Прим. ред.*

ности являются лучами в интерпретации геометрической оптики. При наличии аберраций нормаль для некоторой точки M волновой поверхности устремляется не в точку O, а в точку O_y, при этом точка M удалена от оси объектива на расстояние y.

Величина Δs_y, равная отрезку OO_y, называется *продольной аберрацией*; угол η_y называется *угловой аберрацией*; наконец, величина h_y, равная отрезку M_1M, называется *волновой аберрацией*.

Тригонометрический расчет и оптические методы контроля чаще всего дают нам значение величины Δs_y, которую чертеж рис. 33 позволяет связать с угловой аберрацией η_y следующим приближенным уравнением:

$$\eta_y \approx \Delta s_y \frac{y}{f^2}. \qquad (63)$$

Последнее уравнение тем более точно, чем меньше Δs_y по сравнению с фокусным расстоянием f. Для выражения угловой аберрации не в радианах, а в секундах дуги следует правую часть формулы (63) умножить на 206 265.

От угловых аберраций η_y весьма прост переход к волновым аберрациям h_y по следующей приближенной формуле:

$$h_y \approx -\int\limits_0^y \eta_y dy. \qquad (64)$$

Последняя формула тем более строга, чем меньше относительное отверстие $(2y : f)$ сходящегося к фокусу пучка.

Закрепим эти выводы с помощью следующего практического упражнения.

Пример. Дан объектив $D=100$ мм, $f=1000$ мм. У объектива измерены продольные аберрации Δs_y для пяти зон y. Фронт волны оказался поверхностью вращения вокруг оптической оси объектива. За фокус объектива принимаем сперва фокус параксиальных лучей и составляем табл. 26, которую постепенно развиваем, как это будет пояснено ниже.

В головке таблицы приведены зоны y, для которых произведено измерение продольных аберраций Δs_y, представленных в 1-й строке и выраженных в микронах. По формуле (63) совершен переход от продольных аберраций к угловым η_y; при этом зоны y нам известны, а фокусное расстояние $f=1000$ мм (строка 2). Умножение чисел строки 2 на коэффициент 206 265 позволяет выразить угловые аберрации в секундах дуги (строка 3).

Далее следует совершить переход от угловых аберраций к волновым h_y по формуле (64). Здесь мы пользуемся методом приближенного интегрирования, для чего сперва находим среднюю угловую аберрацию $(\eta_y)_{ср}$ для каждой зоны как среднее арифметическое из угловой аберрации данной зоны и зоны предыдущей; $(\eta_y)_{ср}$ вы-

Таблица 26

$D=100$ мм; $f=1000$ мм; $\lambda=0.555$ мкм

№ п.п.	Показатель	y, мм					
		0	10	20	30	40	50
1	Δs_y, мкм	0	$+500$	$+200$	-100	-100	$+100$
2	η_y, рад	0	$+5\cdot10^{-6}$	$+4\cdot10^{-6}$	$-3\cdot10^{-6}$	$-4\cdot10^{-6}$	$+5\cdot10^{-6}$
3	η_y, сек. дуги	0	$+1.03$	$+0.83$	-0.62	-0.83	$+1.03$
4	$(\eta_y)_{ср}$	—	$+2.5\cdot10^{-6}$	$+4.5\cdot10^{-6}$	$+0.5\cdot10^{-6}$	$-3.5\cdot10^{-6}$	$+0.5\cdot10^{-6}$
5	$(\eta_y)_{ср}\times\Delta y$	0	$+2.5\cdot10^{-5}$	$+4.5\cdot10^{-5}$	$+0.5\cdot10^{-5}$	$-3.5\cdot10^{-5}$	$+0.5\cdot10^{-5}$
6	$\sum\limits_0^y (\eta_y)_{ср}\times\Delta y$	0	$+2.5\cdot10^{-5}$	$+7.0\cdot10^{-5}$	$+7.5\cdot10^{-5}$	$+4.0\cdot10^{-5}$	$+4.5\cdot10^{-5}$
7	h_y, мкм	0	-0.025	-0.070	-0.075	-0.040	-0.045
8	Δh_y, мкм	0	$+0.002$	$+0.007$	$+0.016$	$+0.029$	$+0.045$
9	h_y°, мкм	±0	-0.023	-0.063	-0.059	-0.011	±0
10	h_y°/λ	±0	-0.042	-0.113	-0.106	-0.020	±0

ражаем в радианах, для чего пользуемся 2-й строкой таблицы, а результат заносим в 4-ю строку. В 5-й строке дано произведение $(\eta_y)_{ср} \times \Delta y$, где конечное приращение зоны $\Delta y=10$ мм. Суммирование чисел 5-й строки от нуля до внешней зоны приводит к числам строки 6, которые и представляют собою волновые аберрации h_y,

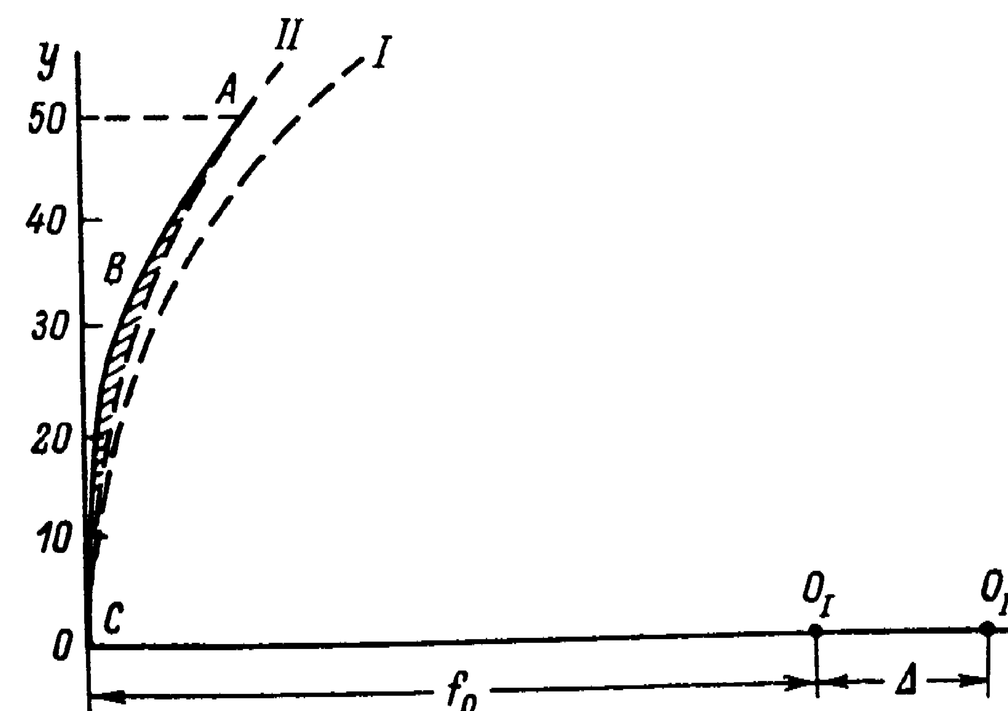


Рис. 34.

выраженные в миллиметрах и с обратным знаком, как это видно из формулы (64). Умножая числа строки 6 на тысячу и меняя знак на обратный, получаем волновые аберрации h_y, выраженные в микронах (строка 7).

На рис. 34 схематически и в утрированном масштабе изображено сечение фронта волны в виде кривой ABC; пунктирная кри-

вая I есть след сферы сравнения, имеющей своим центром точку O_I — фокус параксиальных лучей объектива. Отступление кривой ABC от дуги I и является волновой аберрацией h_y; отрицательный знак при h_y показывает, что фронт волны деформирован влево от сферы сравнения I. Но вместо сферы сравнения I можно провести некоторую другую сферу сравнения II с центром кривизны в некоторой точке O_{II}. Отступления фронта волны ABC от новой сферы сравнения могут оказаться наименьшими из возможных при правильном выборе точки O_{II}, а потому такая сфера может быть названа *ближайшей сферой сравнения.*

Волновые аберрации, отнесенные к ближайшей сфере сравнения, обозначим через h_y°. Очевидно, что

$$h_y^\circ = h_y + \Delta h_y, \qquad (65)$$

где Δh_y есть отклонение сферы II от сферы I на различных зонах y.

Если фокусное расстояние параксиальных лучей равно $f_0 = CO_I$, то для выполнения наилучшей фокусировки приходится сделать перефокусировку на величину Δ, т. е. принять за фокус объектива не точку O_I, а точку O_{II} — центр кривизны ближайшей сферы сравнения. Отклонения сферы II от сферы I могут быть выражены следующим приближенным уравнением:

$$\Delta h_y \approx \frac{y^2}{2f^2}\Delta. \qquad (66)$$

Форма кривой ABC рис. 34 позволяет провести сферу II через точку A, т. е. через внешнюю зону волновой поверхности. Так как в этом случае (при $y=50$ мм) волновая аберрация $h_{50}=-0.045$ мкм, то отклонение между сферами II и I на внешней зоне должно быть

$$\Delta h_{50} = +0.045 \text{ мкм}.$$

Подставляя последнюю величину в формулу (66), находим величину Δ необходимой перефокусировки:

$$\Delta = \Delta h_y \frac{2f^2}{y^2} = 36 \text{ мкм}. \qquad (67)$$

Зная, что $\Delta h_{50}=0.045$ мкм и пользуясь формулой (66), определяем Δh_y для остальных зон y и вносим найденные поправки в 8-ю строку табл. 26. Суммируя числа 7-й и 8-й строк, т. е. решая уравнение (65), находим волновые аберрации h_y°, отнесенные к ближайшей сфере сравнения (строка 9). Как видим, волновые аберрации h_y° по абсолютной величине не превышают 0.07 мкм, т. е. они вдвое меньше допустимой величины, определяемой выражением (62). Волновые аберрации можно выразить не в микронах, а в долях световой волны $\lambda=0.555$ мкм, что и выполнено в 10-й строке. И здесь мы видим, что волновые аберрации вдвое меньше допуска Рэлея $\lambda/4$, т. е. что качество объектива оказалось весьма высоким.

Представим на рис. 35 кривые Δs_y, η_y, h_y и h_y°, т. е. изобразим графически строки 1, 3, 7 и 9 табл. 26.

Заметим, что если кривая Δs_y проходит через нулевое значение на зонах a и b (рис. 35), то на тех же зонах a и b пройдет через нулевое значение и кривая η_y; в то же время кривая h_y на зонах a и b будет проходить через максимумы или минимумы.

При переходе от фокуса параксиальных лучей к центру ближайшей сферы сравнения мы выполнили перефокусировку на

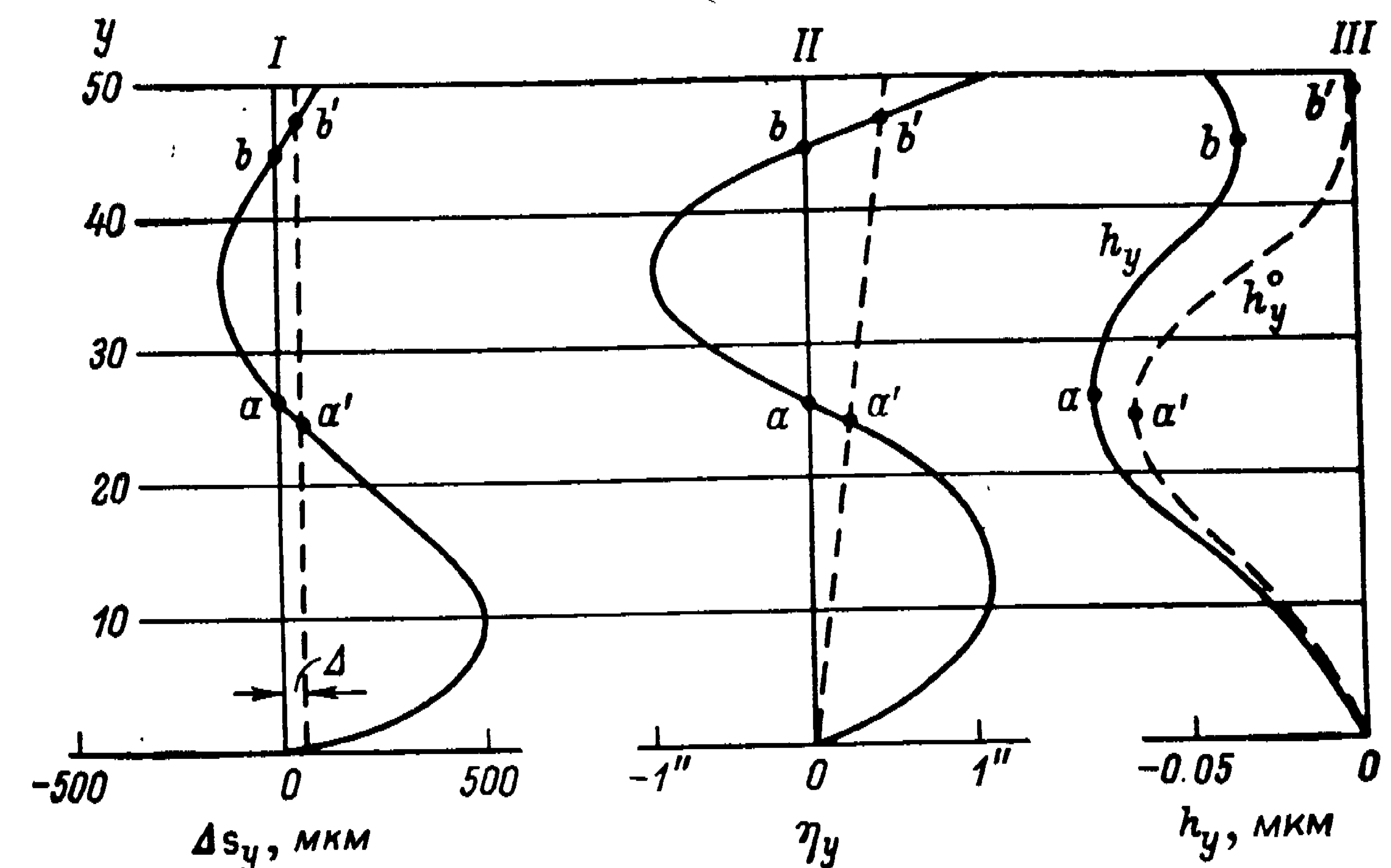


Рис. 35.

величину $\Delta=36$ мкм. В соответствии с этим продольные аберрации для каждой зоны уменьшались на 36 мкм, что можно представить на рис. 35, I параллельным перемещением оси y вправо на величину $\Delta=36$ мкм (пунктирная линия).

Для угловых аберраций η_y (рис. 35, II) такая перефокусировка соответствует повороту оси y на некоторый угол (пунктирная линия), причем новые нулевые значения кривых I и II рис. 35 имеют место для одних и тех же зон a' и b'.

О преобразовании кривой h_y в кривую h_y° (рис. 35, III) уже было сказано подробно.

На данном примере мы рассмотрели влияние сферической или зональной аберрации на качество изображения и установили, что независимо от вида кривых аберраций объектив будет первоклассным и изобразит дифракционную картину звезды, практически неотличимую от идеальной, если его волновые аберрации не превосходят $\lambda/4$. Последнее утверждение не вполне правильно и строго, так как в действительности искажение дифракционного изображения при одинаковой величине h_{max}, но при различном характере кривых h_y будет различным. Но так как

эти различия вообще невелики и так как наше утверждение позволяет обобщить и упростить решение задачи, мы примиримся с его недостаточной строгостью.

Таким же образом можно исследовать и влияние других аберраций на качество изображения, причем во всех случаях максимальная величина волновой аберрации явится мерилом качества изображения.

Рассмотрим в виде второго примера случай астигматической волны, обусловленной либо тем, что мы наблюдаем внеосевую точку с помощью объектива с неисправленным астигматизмом, либо тем, что объектив изготовлен неудовлетворительно и обладает астигматизмом на самой оптической оси.

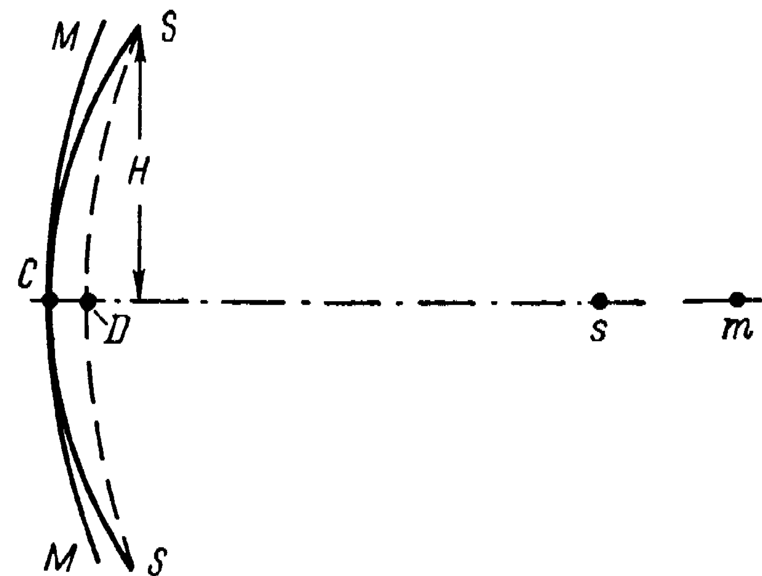


Рис. 36.

В случае астигматической волны (рис. 36) ее меридиональное сечение MCM имеет своим центром точку m, а ее сагиттальное сечение SCS, повернутое на 90° и перенесенное в плоскость чертежа рисунка, имеет своим центром точку s.

Отрезок sm называется *астигматической разностью*.

Как видим, волновая поверхность заключена в пределах между сферами MCM и SDS, расстояние между которыми равно CD.

Астигматизм допустим и удовлетворяет условию Рэлея в том случае, если $CD \leqslant \lambda/4$.

Но

$$CD \approx \frac{H^2}{2f^2} sm = sm \frac{A^2}{8}, \tag{68}$$

где $H = D/2$ — половина диаметра объектива и f — его фокусное расстояние, равное отрезку Cs или отрезку Cm, что безразлично в связи с относительной малостью астигматической разности sm.

Приравнивая выражение (68) четверти волны, определяем величину допустимой для первоклассного объектива астигматической разности $(sm)_{max}$:

$$(sm)_{max} = 2V^2\lambda. \tag{69}$$

Приняв $\lambda = 0.555$ мкм, составляем таблицу допустимых астигматических разностей $(sm)_{max}$ в объективах различных относительных отверстий (табл. 27).

Как видим, в сверхсветосильных объективах допустимый продольный астигматизм измеряется несколькими микронами; в то же время в обычных астрономических объективах (A от 1 : 10 до 1 : 20) можно допустить астигматическую разность в несколько

Таблица 27

$\lambda = 0.555$ мкм

A	1 : 1	1 : 1.4	1 : 2	1 : 2.5	1 : 3.5	1 : 5	1 : 7	1 : 10	1 : 14	1 : 20
$(sm)_{max}$, мкм	1.1	2.2	4.4	6.9	14	28	54	111	218	444

десятых долей миллиметра без вреда для качества изображения. Важно то, что во всех случаях *волновой астигматизм* не должен превышать $\lambda/4$.

В отношении аберрации комы Данжон и Кудер дают эмпирическую формулу, связывающую диаметр объектива D, его относительное отверстие A, угол w наклона пучка к оси и коэффициент комы K_{II} для того случая, когда кома не снижает еще заметным образом качества дифракционного изображения звезды. Эта формула может быть представлена в следующем виде:

$$K_{II} A^2 D w = 1.63\lambda. \tag{70}$$

Например: у всякого параболического зеркала коэффициент комы $K_{II} = 0.25$; если диаметр зеркала $D = 1000$ мм и относительное отверстие $A = 1 : 5$ (пример симеизского рефлектора), то при $\lambda = 0.555 \cdot 10^{-3}$ мм кома начинает едва заметно искажать дифракционное изображение, когда

$$w = 0.9 \cdot 10^{-4} = 19''. \tag{71}$$

В других случаях могут быть заданы диаметр, светосила и угол поля зрения инструмента; тогда формула (70) позволит вычислить $(K_{II})_{max}$, т. е. покажет, к какому совершенству следует стремиться при исправлении комы в объективе, чтобы данный объектив в пределах заданного поля давал первоклассные визуальные изображения.

Наконец, рассмотрим вопрос о дефокусировке окуляра как родственный вопросу об аберрациях и допустим (рис. 36), что и д е а л ь н ы й объектив имеет фокус, например, в точке s, т. е. в центре сферической волны SCS. Если окуляр сфокусирован на точку s, то глаз наблюдает идеальное дифракционное изображение звезды. Теперь перефокусируем окуляр, например на точку m, являющуюся центром сферы сравнения MCM, и предположим, что глаз совершенно лишен возможности аккомодировать, что и является очень важной оговоркой. Произведя дефокусировку на величину $\Delta = sm$, мы тем самым как бы ввели волновые аберрации в безаберрационный объектив. Максимальная волновая аберрация $CD = h_{max}$ выразится в этом случае совершенно так же, как и в рассмотренном ранее случае астигматического пучка (68), и если приравнять ее четверти волны, то допустимая расфокусировка Δ_{max} выразится той же формулой (69), что и допустимый продольный астигматизм, а именно

$$\Delta_{max} = 2V^2\lambda. \tag{72}$$

Поэтому табл. 27 одинаково служит для определения как допустимой астигматической разности в астигматическом объективе, так и допустимой дефокусировки в безаберрационном объективе.

Сравнение формул (72) и (13) приводит к следующему мнемоническому правилу: если дефокусировка на величину Δ_1 вызывает появление темной точки в центре дифракционного изображения, то в четыре раза меньшая дефокусировка $\Delta_{max} = \Delta_1/4$ не вызывает существенного изменения идеального дифракционного изображения.

Возвращаясь к рис. 8 и табл. 4, можем сказать, что допустимое с точки зрения Рэлея дифракционное изображение занимает промежуточное место между кривыми *1* и *3* рис. *8*, значительно ближе примыкая к кривой *1*, нежели к кривой *3*, и что яркость центрального максимума составляет $0.81\ E_0$.

Многие оптические системы могут быть рассчитаны как практически безаберрационные; тому примером служат различные системы зеркальных телескопов, система Шмидта, менисковые системы автора, светосильные объективы с асферическими поверхностями, работающие в монохроматических лучах, и др. Но между рассчитанным и реально изготовленным объективом всегда будет та разница, что оптик-изготовитель не воспроизведет с математической точностью расчетной формы поверхностей и исказит их в большей или меньшей степени зональными и местными ошибками. Спрашивается, какие ошибки и в каких случаях можно разрешить оптику-изготовителю, чтобы в идеально рассчитанной оптической системе не появилось аберраций более $\lambda/4$?

В случае одиночной зеркальной поверхности (например, зеркало телескопа Гершеля) точность ее изготовления должна быть не ниже $\lambda/8$. В случае системы из двух зеркал (например, телескопы Ньютона, Грегори, Кассегрена) допуск на ошибки изготовления поверхностей каждого из зеркал должен быть ужесточен вдвое, т. е. доведен до $\lambda/16$. Действительно, в этом случае нельзя применять статистического закона, по которому вероятная суммарная ошибка равна ошибке каждого из зеркал, умноженной на корень квадратный из числа зеркал. Вместо $\sqrt{2}$ следует брать коэффициент 2, так как если две предельно допустимые ошибки окажутся на одной и той же зоне и войдут с одинаковым знаком, то оптическая система будет обладать волновой аберрацией, в 2 раза превышающей допуск Рэлея. Практика подтверждает это заключение по крайней мере в отношении ошибки на внешней зоне зеркала: оказывается, что весьма трудно изготовить оптическую поверхность, не «завалив»* слегка ее внешней зоны; ошибки же «завала края» входят с одинаковым знаком, т. е. всегда суммируются.

* «Завалить край» оптической поверхности — это значит опустить ее внешнюю зону ниже уровня остальной части поверхности.

В системах из трех и более зеркал допуск $\lambda/8$ должен быть соответственно ужесточен в три и большее число раз. Если ошибки одного из зеркальных элементов нам точно известны, то на долю остальных зеркальных элементов следует оставить допуск на сумму ошибок, равный $\lambda/8$ минус ошибка известного нам зеркального элемента.

В случае одной-единственной преломляющей поверхности раздела между воздухом и средой с показателем преломления n допустимая ошибка выполнения формы этой поверхности не должна превышать $\lambda/4\ (n-1)$, что при $n=1.5$ соответствует допуску $\lambda/2$, т. е. допуску в 4 раза более грубому, чем для случая отражающей поверхности.

Так как у линзы две поверхности раздела — стекла и воздуха — и так как ошибки на некоторой зоне могут иметь одинаковый знак, то допуск на ошибки для каждой из поверхностей линзы следует задавать величиной $\lambda/4$.

Для двухлинзового несклеенного объектива этот допуск должен быть доведен приблизительно до $\lambda/8$ на каждую поверхность, т. е. до той же величины, что и для одиночного зеркала. В этом смысле изготовление двухлинзового несклеенного объектива является работой, не менее точной и деликатной, чем изготовление одиночного зеркала, если и тот, и другое должны иметь первоклассную точность.

В случае склеенного объектива с высокой точностью должны быть изготовлены только его наружные поверхности, для которых величина $(n-1)$ достаточно велика. Внутренние же склеенные поверхности могут быть выполнены во столько раз более грубо, чем внешние, во сколько $(n-1)$ больше разности между показателями преломления стекол и склеивающего вещества (бальзама).

Пусть показатели преломления кроновой и флинтовой линз соответственно равны n_1 и n_2; пусть δ_1, δ_2, δ_3 и δ_4 будут наибольшие ошибки воспроизведения формы каждой из четырех поверхностей двухлинзового склеенного объектива, пусть эти ошибки могут оказаться на одной и той же зоне и сложиться (например, завалы края) и пусть показатели преломления бальзама и кронгласса весьма близки друг к другу. Тогда следует ожидать появления неучтенной вычислителями волновой аберрации Σh, определяемой следующим образом:

$$\Sigma h = \delta_1 (n_1 - 1) + \delta_3 (n_2 - n_1) + \delta_4 (n_2 - 1). \qquad (73)$$

Ошибка δ_2 внутренней кроновой поверхности выпала из формулы только потому, что мы предположили достаточную близость показателей преломления бальзама и крона, что позволяет безнаказанно весьма грубо выполнять внутреннюю склеиваемую поверхность кроновой линзы.

В первоклассном объективе выражение (73) не должно, как мы знаем, превышать $\lambda/4$, и дело технолога распределить допустимые

ошибки между поверхностями линз объектива таким образом, чтобы решение оказалось технологически наиболее выгодным.

Из этих рассуждений видно, как высоки точности изготовления первоклассных оптических систем и с какими ничтожно малыми допусками приходится иметь дело оптику-изготовителю. Допуск оптика во столько раз тоньше человеческого волоса, во сколько этот последний тоньше телеграфного столба! Этим сравнением достаточно точно определяется порядок величины допустимых ошибок изготовления первоклассных оптических поверхностей.

В случае вспомогательных и эталонных зеркал желательно еще сильнее ужесточать допуски на их изготовление. Так, автор в своей практике придерживался для них допуска в 1/20—1/40 длины волны, а одно из плоских эталонных зеркал диаметром 350 мм было даже изготовлено с точностью $\lambda/100$.

Мы видели, что в системах с большим числом оптических поверхностей требования к точности каждой из них настолько повышаются, что осуществление таких точностей на практике оказывается сомнительным, а иногда и просто невозможным, и уж во всяком случае всегда нерентабельным. Но здесь к нам на помощь приходит метод «ретуши», который дает довольно простой выход из затруднительного положения и о котором достаточно будет сказано в дальнейшем.

11. НЕОДНОРОДНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД

Увидеть небесный объект — это значит получить его изображение на сетчатой оболочке глаза и воспринять мозгом световые раздражения нервных окончаний глаза. Если станцией отправления световых колебаний является небесное светило, то станцией назначения оказывается сетчатая оболочка глаза, а затем мозг наблюдателя. Между двумя конечными станциями лежит огромный путь мирового пространства, настолько «пустого», что, несмотря на годы, века и многие тысячелетия странствия по нему световой волны со скоростью 300 000 км/с, она не претерпевает сколько-нибудь заметных искажений и деформаций.

И вот, наконец, плоская, ничем не деформированная световая волна от далекой звезды достигла земной атмосферы, чтобы пронизать ее в течение приблизительно одной тысячной доли секунды. На этом коротком пути световая волна испытывает первые серьезные деформации, обусловленные оптической неоднородностью земной атмосферы, и достигает объектива телескопа или глаза наблюдателя, в случае наблюдений невооруженным глазом, в заметно искаженном виде.

Оптическая система визуального телескопа «сжимает» фронт волны от размеров диаметра объектива до размеров диаметра выходного зрачка, в несколько миллиметров или даже долей миллиметра, заставляя новый, номинально плоский, фронт волны

проникнуть в глаз через зрачок. Но деформации упавшей на объектив волны оставят свой след и на волне, падающей на глаз наблюдателя.

В случае фотографического инструмента его объектив преобразует плоский фронт падающей волны в сходящийся сферический фронт с тем, чтобы построить изображение звезды на пластинке. Но деформации плоского фронта оставят свой след и на фронте сферической волны, которая соответственным образом исказится, как бы безупречна ни была оптика инструмента.

В большинстве оптических инструментов имеются линзовые элементы, и если даже объективная часть телескопа зеркальная, то окуляр, как правило, выполнен из линз. Вещество же линз не всегда или в недостаточной степени может быть оптически однородным, поэтому неоднородность веществ (стекла, кварца и др.), из которых выполнены преломляющие элементы оптического прибора, является вторым фактором, деформирующим фронт волны и искажающим изображение.

Наконец, последняя оптическая система — глаз человека — весьма далека от желательной степени оптической однородности. Наиболее однородными элементами системы глаза являются жидкости передней и задней камер. Наименее однородным оказывается тело хрусталика. Опытный браковщик оптического стекла мог бы расценить хрусталик как свилистый, в высшей степени неоднородный материал, почти непригодный для оптических целей. Кроме неоднородности хрусталика, о которой подробнее будет сказано в дальнейшем, в глазу имеет место жидкая пленка, увлажняющая роговую оболочку. Эта пленка непостоянна и неравномерна по толщине, произвольно деформируется и не сразу успокаивается при каждом моргании глаза, и, кроме того, попадающие на нее из воздуха пылинки и возникающие при этом силы поверхностного натяжения вызывают местные резкие деформации пленки. В результате волна, попадающая в глаз, дополнительно деформируется, а изображение на сетчатке дополнительно искажается.

Нам предстоит, таким образом, рассмотреть три вида оптической неоднородности и три источника деформаций световых волн: в атмосфере, в стекле и в глазу.

Вопрос об оптической неоднородности атмосферы лучше и строже, чем где-нибудь в другом месте, рассмотрен в книге Данжона и Кудера. К русскому переводу соответствующей главы этой книги мы и направляем интересующегося читателя.*

Все же изложим здесь в общих чертах сущность вопроса.

Показатель преломления воздуха зависит от его химического состава, от температуры и от давления. Если представить себе атмосферу пришедшей в полное равновесие, то она должна опоясать землю слоями постепенно изменяющегося показателя пре-

* А. Данжон, А. Кудер. Атмосферное волнение. — Астрон. журн., 1940, XVII, № 1. (Перевод и редакция Д. Максутова).

ломления со значительным вертикальным градиентом и с ничтожно малым и плавным горизонтальным градиентом. Так как радиусы кривизны таких слоев, как и радиус земного шара, весьма велики по сравнению с диаметрами наибольших современных телескопов, то, несмотря на наличие горизонтального градиента, такая атмосфера практически не может деформировать плоского фронта волны и привести к сколько-нибудь заметному снижению качества изображения звезд даже в телескопах самого крупного размера.

Но атмосфера никогда не находится в равновесии. Объемы различной плотности, влажности и температуры постоянно перемешиваются, переносятся ветром, изменяют свои контуры; кроме того, суточное движение звезд изменяет траектории световых лучей, заставляя проходить их по все новым и новым направлениям к наблюдателю через новые участки атмосферы, хотя бы и застывшей в своем движении, но неоднородной по своей природе.

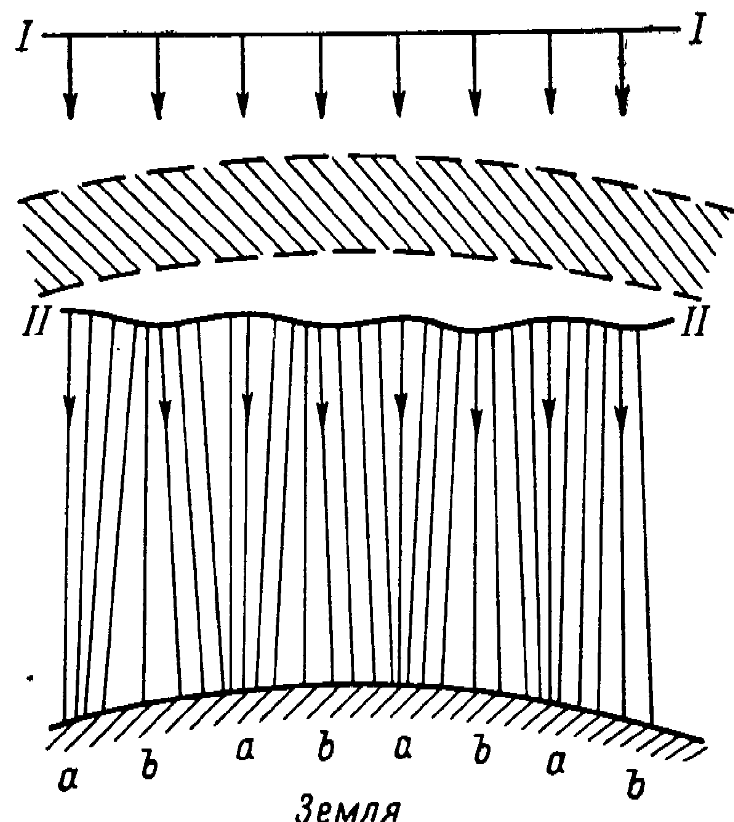


Рис. 37.

Данжон и Кудер находят из своих наблюдений, что существует слой сравнительно ограниченной толщины и находящийся на высоте порядка $3^1/_2$ км, в котором особенно бурно протекают процессы атмосферного волнения или в котором особенно велики оптические неоднородности воздуха. Это очень интересное открытие требует, конечно, дальнейшего более тщательного изучения и проверки. Во всяком случае, теория Данжона и Кудера, строга она или не вполне строга, хорошо объясняет большинство наблюдаемых явлений, связанных с неоднородностью атмосферы.*

Итак, в ограниченном слое атмосферы, заштрихованном на рис. 37, имеют место особенно значительные неоднородности показателя преломления воздуха.

Плоская световая волна $I—I$, пройдя через этот слой, деформируется в волну $II—II$, нормали к которой являются «звездными лучами» в представлении геометрической оптики.

---

* Согласно современной концепции астроклимата, основную роль в ухудшении изображений космических тел при наблюдениях с Земли играют нижние слои атмосферы и особенно приземный слой воздуха толщиной не более нескольких десятков метров (см., например: В. И. Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967, с. 434—448). — *Прим. ред.*

Такие точки земной поверхности, как точки a, получают от той же звезды бо́льшие порции световой энергии, нежели точки b. В силу движения атмосферы и в силу суточного движения звезд перед неподвижным земным наблюдателем будут последовательно проходить точки a и b, и наблюдаемая невооруженным глазом звезда будет представляться наблюдателю то более, то менее яркой.

Так объясняется общеизвестное явление мерцания звезд. Мерцание оказывается возможным не только потому, что атмосфера неоднородна и находится в движении, но еще и потому, что расстояние между точками a и b значительно больше диаметра глазного зрачка: если бы глаз мог одновременно захватить в свой зрачок несколько точек a и b, то мерцание звезд для глаза прекратилось бы, так как среднее количество энергии, попадающей на сетчатку, оказалось бы достаточно постоянным.

Если эта задача непосильна для миниатюрного человеческого глаза, то объективы среднего и крупного диаметра с ней вполне справляются. Отсюда делаем вывод, что расстояния между точками a и b, а вместе с тем и расстояния между гребнями волны $II—II$ не так-то уж велики. Эксперимент показывает, что расстояния между гребнями волны $II—II$ имеют дециметровый порядок величины.

Если бы яркость звезды была достаточной, чтобы заметным образом осветить землю, мы бы увидели на поверхности земли бегущие светлые и темные полосы или пятна, соответствующие точкам a и b.

Во время солнечных затмений, в момент перед наступлением полной фазы и в момент после ее окончания, светится ничтожно малый элемент непокрытого Луной солнечного диска, и этого света оказывается достаточно, чтобы на земле или, еще лучше, на разложенной на ней белой простыне воочию наблюдать весьма интересное явление *бегущих теней*.

Рис. 37 изображает явление для звезды, находящейся в зените (зенитное расстояние $z=0$).

По мере приближения звезды к горизонту, т. е. по мере приближения z к 90°, мерцание звезд должно прогрессивно увеличиваться при данном общем состоянии атмосферы, так как, во-первых, лучам света приходится проходить наискось через возмущающий слой, а на более длинном пути одни и те же неоднородности вызовут бо́льшие деформации преломленной волны, и, во-вторых, расстояние между наблюдателем и возмущающим слоем возрастает, а значит, сходящиеся пучки в большей степени фокусируются в точках a. Поэтому по мере приближения звезды к горизонту ее мерцание делается все более и более заметным.

При значительном приближении звезды к горизонту лучи света вступают в земную атмосферу под значительными углами падения, а потому претерпевают не только заметное отклонение от своего направления в пустоте (рефракция), но и заметно разлагаются

на хроматические составляющие; лучи различных длин волн (цветов) проходят в атмосфере через различные ее участки, а потому может оказаться, что для лучей одного цвета наблюдатель занимает положение a рис. 37 и в то же время для другого цвета — положение b; в этот момент звезда пошлет к наблюдателю лучи первого цвета в избытке, а лучи второго цвета в недостатке. Так как атмосфера находится в постоянном волнении, а суточное движение перемещает звезду относительно наблюдателя, то явление представляется в виде мерцания, изменяющего не только яркость, но и цвет звезды.

Такое явление называется *хроматическим мерцанием*; оно тем сильнее проявляется, чем больше зенитное расстояние z звезды и чем неспокойнее общее состояние атмосферы.

Состояние атмосферы можно характеризовать наибольшим углом смещения достигающих земли лучей (рис. 37) относительно их первоначального направления, причем для получения однозначной характеристики состояния атмосферы следует брать звезду в зените.

В этом случае луч многократно в течение одной секунды смещается в произвольных направлениях, оставаясь все же в пределах некоторого конуса; ось конуса соответствует первоначальному направлению луча, а угол между осью конуса и его образующей, называемый *углом турбуленции* и обозначаемый буквой t_0, однозначно характеризует собою состояние атмосферы в данный момент.

Атмосферная турбуленция — явление квазипериодическое, а потому можно говорить лишь о порядке частоты колебаний светового луча, указав, что обычно их бывает несколько на протяжении одной секунды, т. е. что эти колебания достаточно быстрые. Таким же образом можно говорить лишь о порядке величины расстояний между гребнями деформированной волны $II—II$ рис. 37, указав, что они имеют порядок одного дециметра. Наконец, если в данную долю секунды луч отклонился от первоначального направления на угол t_1, а в следующую на угол t_2, затем на угол t_3 и т. д., то это не значит, что $t_1=t_2=t_3, \ldots$; эти максимальные отклонения не только различаются по абсолютной величине, но и направлены по совершенно различным азимутам; но за небольшой отрезок времени наблюдения углы t_i все же не превышают некоторого наибольшего значения t_0, которое и определяет собою угол турбуленции. Точно в зените сравнительно редко может оказаться звезда, достаточно яркая для наблюдений; кроме того, наблюдения в зените часто затруднены неудобным положением головы наблюдателя; наконец, при малой величине турбуленции ее измерения недостаточно точны. Поэтому выгоднее определять турбуленцию t_z для различных зенитных расстояний z, не слишком только близких к 90°, и от найденных значений t_z переходить к t_0 — турбуленции в зените.

Толщина пронизываемого лучами возмущенного слоя растет пропорционально $\sim \sec z$;* пропорционально этой же величине растет и угол турбуленции t_z. Поэтому если (рис. 38) по оси абсцисс откладывать $\sec z$, а по оси ординат — угол турбуленции t_z, наблюдаемый на различных зенитных расстояниях z, то точки отдельных наблюдений должны достаточно хорошо ложиться на некоторую наклонную прямую, проходящую через начало координат.

При $z=0$ $\sec z=1$, а потому турбуленция в зените t_0 отсчитывается по оси ординат для точки M, лежащей на наклонной прямой и имеющей абсциссу, равную единице. Для рис. 38 турбуленция в зените $t_0 \approx 0''.3$.

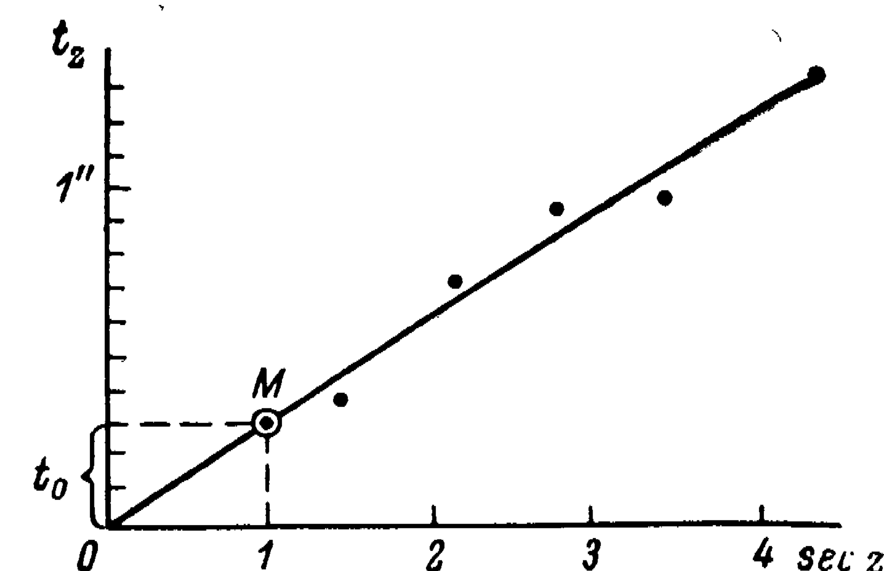


Рис. 38.

В другую ночь или в другой час ночи при изменившемся состоянии атмосферы точки отдельных наблюдений снова уложатся достаточно хорошо на наклонную прямую, только наклон этой прямой будет некоторый другой, а значит, и турбуленция в зените t_0 будет выражена некоторым другим числом.

В ночи скверных изображений турбуленция в зените может значительно превосходить 1″; при посредственных изображениях t_0 измеряется десятыми долями секунды, а при хороших и отличных — сотыми долями секунды.**

При выборе места для обсерватории следует прежде всего руководствоваться статистическими данными о величине t_0, так как место с малой турбуленцией, хотя бы и с низкой прозрачностью атмосферы, во многих случаях предпочтительнее места с прозрачной атмосферой, но с высоким значением угла турбуленции t_0.

Поясним это на примере спектрографа и допустим, что телескоп имеет диаметр зеркала $D=1000$ мм при относительном отверстии $A=1:20$ (в кассегреновом фокусе). При идеальных атмосферных условиях ($t_0=0$) и в случае безупречного качества оптики телескопа диаметр дифракционного кружка изображения звезды должен быть равен $2r=48.8\lambda$, как это следует из формулы (9). Допустим, например, что $\lambda=0.5$ мкм, после чего

* Это справедливо для z, не слишком близких к 90°. — *Прим. ред.*

** Современные исследования астроклимата во многих пунктах мира приводят к выводу, что места с диаметром диска атмосферного дрожания 0″.5—1″.0 следует считать хорошими, а места, где этот диаметр в течение заметной доли времени не превышает 0″.5, — уникальными. — *Прим. ред.*

$2r=24.4$ мкм. В кружке такого диаметра, как мы помним, сосредоточено около 83% энергии изображения в данных лучах.

Если выполнить щель спектрографа равной $2r=24.4$ мкм, то в спектрограф проникнут не только эти 83% энергии, но и еще некоторая, небольшая, правда, часть энергии от тех мест дифракционных колец, которые проектируются на щель спектрографа в ее верхней и нижней половинах. В результате спектрограф использует почти 90% энергии звездного изображения, а резкость изображений спектральных линий, конечно, в случае высококачественного спектрографа, будет высокой, так как ширина щели того же порядка, что и размеры дифракционного изображения у коллиматора спектрографа, у которого, очевидно, действующее относительное отверстие не может быть больше $A=1:20$.

Теперь допустим, что спектрографирование производится в условиях скверных изображений и что, например, $t_0=1''$. В таком случае турбуленция размажет изображение точки в пятно диаметром $2t_0=2''$; так как фокусное расстояние телескопа $f=20$ м, то линейный диаметр пятна равен 194 мкм. К этой величине следует еще добавить найденные нами 24 мкм для диаметра дифракционного изображения звезды, после чего диаметр пятна, заключающий в себе почти всю энергию звездного изображения, окажется равным 218 мкм. Чтобы уловить эту энергию без потерь, необходимо расширить щель до 218 мкм, т. е. сделать ее в 9 раз более широкой, чем в первом случае, и вместе с тем значительно потерять в разрешающей силе спектрографа. Если же оставить щель прежней ширины 24.4 мкм, не теряя в разрешающей силе, то в случае равномерной яркости пятна использование энергии снизится с 90 до 14% и должно быть компенсировано увеличением времени экспозиции в 6.3 раза.*

Пусть мы неправы, предположив, что во втором случае яркость пятна равномерна; пусть это диффузное пятно в действительности имеет концентрацию света в центре и деградированные края. Это будет лишь означать, что коэффициент 6.3 следует несколько снизить, но все же он получится значительным, и все же придется удлинить время экспозиции в н е с к о л ь к о р а з и во всяком случае в большее число раз, чем этого потребовала бы несколько меньшая прозрачность атмосферы в другом пункте, выбранном для обсерватории по признаку статистически малой величины турбуленции t_0.

При наблюдениях деталей планет или тесных двойных звезд критерий t_0 играет еще более решающую и первенствующую роль при выборе места для обсерватории.

Единственный, пожалуй, случай, когда с величиной t_0 можно почти не считаться, — это фотографирование туманностей и Млечного Пути светосильными камерами на современных фотопластинках недостаточной, как мы видели, разрешающей силы. Для таких работ место для обсерватории следует выбирать по признаку высокой прозрачности атмосферы и малой светимости фона ночного неба.

* Современные астрономические спектрографы имеют длиннофокусные коллиматоры и короткофокусные камеры, что позволяет использовать практически весь свет звезды, собираемый телескопом. — *Прим. ред.*

Для практического определения турбуленции t_0 и особенно в условиях экспедиционных работ по выбору места для обсерватории можно рекомендовать метод Данжона и Кудера, сводящийся приблизительно к следующему.

Наблюдение дифракционных изображений звезд на различных зенитных расстояниях производится с помощью достаточно крупного и совершенного инструмента, снабженного увеличением не ниже разрешающего ($G_{0.7}$), позволяющего в подробностях видеть детали дифракционной картины. Набор объективных диафрагм * позволяет по желанию уменьшать действующее отверстие инструмента, а вместе с тем и изменять масштаб дифракционных изображений звезд. Простейший угломерный инструмент в виде транспортира с отвесом, прикрепленный к телескопу, позволяет грубо, но с достаточной для практических целей точностью измерять зенитное расстояние z наблюдаемой звезды.

Связь между углом турбуленции t_z и качеством дифракционного изображения устанавливается с помощью эмпирической таблицы (табл. 28), в которой t_z/α_r есть отношение угла турбуленции к угловой величине радиуса дифракционного кружка [см. выражение (11)].

Таблица 28

t_z/α_r	Качество изображения
$< 1/4$	Совершенное дифракционное изображение без ощутимой деформации, слегка, может быть, волнующееся
1/4	Неразорванные дифракционные кольца с пробегающими по ним сгустками света
1/2	Изображение заметно волнуется; кольца местами разорваны; края дифракционного кружка волнуются
1	Сильное волнение изображения; дифракционные кольца исчезают; пятно выбрасывает из себя пучки лучей, тотчас же исчезающие
> 1.5	Изображение в виде бурлящего диффузного пятна относительно устойчивой формы, усеянного мелкими волнующимися блестками. Если бы не это бурление, изображение звезды походило бы на планетарное изображение

Изменяя либо диаметр объектива, либо зенитное расстояние наблюдаемой звезды, мы можем наблюдать любую из описанных

* Еще лучше — диафрагма «ирис» с отсчетом на лимбе диаметра действующего отверстия.

в таблице картин. Как бы скверны ни были атмосферные условия, но, приближаясь к зениту и диафрагмируя объектив, можно «успокоить» изображение и привести его к виду первой строки таблицы; с другой стороны, как бы ни казалась спокойной атмосфера, но при полном отверстии объектива и при наблюдении звезд, достаточно близких к горизонту, всегда можно воспроизвести картину последней строки таблицы.

Закрепим предыдущие рассуждения следующим примером: зенитное расстояние звезды $z=60°$; при объективе, задиафрагмированном до $D=100$ мм, наблюдается первое появление сгустков света, пробегающих по неразорванным еще дифракционным кольцам. Это значит, что $t_z=\alpha_r/4$. Но при $D=100$ мм и при $\lambda=0.555$ мкм угловой радиус дифракционного кружка [выражение (11)] $\alpha_r=1''.4$; отсюда $t_z=0''.35$. Так как $z=60°$, то $\sec z=2$. На диаграмме рис. 38 строим точку с абсциссой $x=2$ и ординатой $y=0''.35$; проводим через начало координат и точку прямую линию, с которой снимаем некоторую новую точку M, имеющую абсциссой $\sec z=1$ ($z=0$), а ординатой $t_0=0''.175$. Это и будет турбуленция в зените, вычисленная по единичному наблюдению турбуленции t_z некоторой звезды, находящейся на произвольном зенитном расстоянии z. Чем бо́льшим числом отдельных одновременных наблюдений мы будем располагать, тем надежнее будет определена величина t_0, характеризующая атмосферное состояние данного момента.

Для экспедиционного инструмента при выборе места для обсерватории следует рекомендовать диаметр не менее 200 мм. Действительно, если диаметр объектива мал, например 50—60 мм, то в такой инструмент дифракционные изображения почти всегда будут представляться безупречными даже при значительных углах турбуленции, и, чтобы обнаружить заметные искажения изображения, т. е. чтобы получить право пользоваться табл. 28, пришлось бы наблюдать звезды, весьма близкие к горизонту, для которых все предыдущие выводы недостаточно строги и для которых случайные рефракции приземного слоя воздуха могут произвольно и в сильной степени искажать картину изображения. Кроме того, при малом диаметре объектива он не захватывает двух гребней волны *II—II* рис. 37, а потому вносимые турбуленцией волновые аберрации всегда меньше полной аберрации волны *II—II*. В результате вполне четкое дифракционное изображение звезды совершает быстрые колебания с полуамплитудой t_z по всевозможным направлениям относительно среднего положения звезды; но измерить эти колебания с надлежащей точностью в экспедиционных условиях, при зыбких штативах и порывах ветра, и тем самым определить угол t_z не так-то просто. Вот почему предпочтительнее пользоваться крупным инструментом, захватить объективом по крайней мере два гребня волны *II—II* рис. 37 и наблюдать характер дифракционного изображения звезды, испорченного в полной мере аберрациями волны *II—II*.

Рефрактор с диаметром 200 мм должен иметь длину трубы около 3 м и соответственно большой вес, что совершенно недопустимо для экспедиционных условий.

Рефлектор непригоден для экспедиционных условий по причине открытой трубы, неизбежной и быстрой порчи отражающего слоя зеркал и неминуемой расцентрировки в условиях перевозок инструмента с одного места на другое. Кроме того, открытые трубы рефлекторов способствуют конвекционным потокам воздуха внутри трубы и резким воздействиям перемен температуры на зеркало, что снижает качество изображения по причинам, никак не связанным с турбуленцией; поэтому если выставить для наблюдений в одних и тех же условиях два инструмента одинаковой силы — рефрактор и рефлектор, то в первом всегда будут более спокойные дифракционные изображения, чем во втором.

Отличный выход из положения представляют собою менисковые телескопы автора, которые, при $D=200$ мм, могут иметь длину не более 400 мм и, обладая закрытыми трубами, давать почти столь же спокойные, что и в рефракторе, изображения.

Из табл. 28 видно, что, когда $t_z/\alpha_r=1/4$, изображения имеют не слишком еще искаженную форму, не вызывают еще снижения разрешающей силы и не приводят к заметной потере видимости деталей. Остановившись на пределе $t_z/\alpha_r=1/4$ и предположив, что такие условия имеют место по крайней мере для зенита, составляем таблицу предельно допустимой турбуленции $(t_0)_{max}$ в зависимости от диаметра D визуального инструмента (табл. 29).

Таблица 29

$t_0/\alpha_r=1/4$; $\lambda=0.555$ мкм

D, мм	5	50	70	100	140	200	250	350	500	700	1000	2500	5000
$(t_0)_{max}$	7''.0	0''.70	0''.50	0''.35	0''.25	0''.175	0''.140	0''.100	0''.070	0''.050	0''.035	0''.014	0''.007

Для невооруженного глаза ($D=5$), если бы даже он был способен различать картину дифракционного изображения, можно допустить турбуленцию 7'', почти не наблюдаемую на практике. Для 2—4-дюймовых телескопов турбуленция не должна превышать нескольких десятых долей секунды; но такие условия очень часто имеют место в большинстве пунктов земного шара, а значит, мелкие инструменты могут быть применены с пользой почти повсеместно и в бо́льшую часть ясных ночей.

Для телескопа с диаметром 1 м следует уже выбрать такой пункт, где нередко турбуленция снижается до нескольких сотых долей секунды.

Наконец, для проявления всей теоретической мощи визуального 5-метрового телескопа следовало бы найти такой пункт на земном шаре, в котором турбуленция бывает меньше сотой доли секунды.

Если сегодня мы должны предъявить такие требования к выбору места для визуальных инструментов, то может оказаться, что завтра те же требования будут предъявляться и к месту для фотографических инструментов. Срок наступления этого завтра зависит, как было сказано, от прогресса фотографических слоев.

Кроме турбуленции, обусловленной быстро изменяющимися неоднородностями достаточно высоких слоев атмосферы, имеют еще место так называемые *случайные рефракции*, вызываемые более медленными изменениями оптической однородности приземного слоя воздуха.

Если турбуленция завершает несколько циклов в течение секунды, то случайные рефракции завершают несколько циклов в течение минуты. Как и турбуленция, случайные рефракции вызывают смещения изображения звезды во всевозможных направлениях относительно некоторого среднего положения изображения, причем амплитуды смещений могут достигать секунды дуги и более. Могут встретиться условия наблюдений, при которых турбуленция чрезвычайно мала, а случайные рефракции очень велики, и наоборот.

Неоднородности, вызывающие случайные рефракции, по-видимому, распространяются на бóльшие объемы воздуха, движущегося к тому же медленнее и в достаточной близости к объективу инструмента. Поэтому даже в случае весьма крупных телескопов они проявляют себя так же, как турбуленция в случае малых труб: дифракционное изображение мало искажается, но значительно смещается, как одно целое, на величину угла случайной рефракции.

По причине различного удаления источников турбуленции и случайной рефракции между ними имеется еще одно существенное различие. В то время как турбуленция вызывает совершенно независимые смещения звезд, близко одна от другой расположенных, случайные рефракции однообразно смещают большие площади на небе.

Действительно, если правы Данжон и Кудер, утверждая, что турбулентный слой расположен на высоте около 3.5 км, то при угловом расстоянии α'' между звездами они проектируются с земной поверхности на две точки турбулентного слоя, расстояние между которыми равно

$$l = 17\alpha'' \text{ мм}. \tag{74}$$

Так, при $\alpha = 10''$ расстояние $l = 170$ мм может оказаться больше расстояния между соседними гребнями турбулентной волны *II—II* (рис. 37), что может быть достаточным для значительной или даже для полной независимости турбулентных смещений каждой из звезд.

В то же время случайные рефракции однообразно смещают звезды с взаимным расстоянием 0°.5 и более.

Благодаря медленности действия случайных рефракций наблюдатель, гидирующий астрограф, успевает выправить положение инструмента и удерживать гидируемую звезду на пересечении нитей. Тем самым он парализует действие случайных рефракций и не только для одной звезды, но одновременно и для большего звездного поля.

Но наблюдателю никак не угнаться за быстрыми смещениями звезды, обусловленными турбуленцией. К тому же такая корректировка принципиально лишена смысла, так как, компенсировав

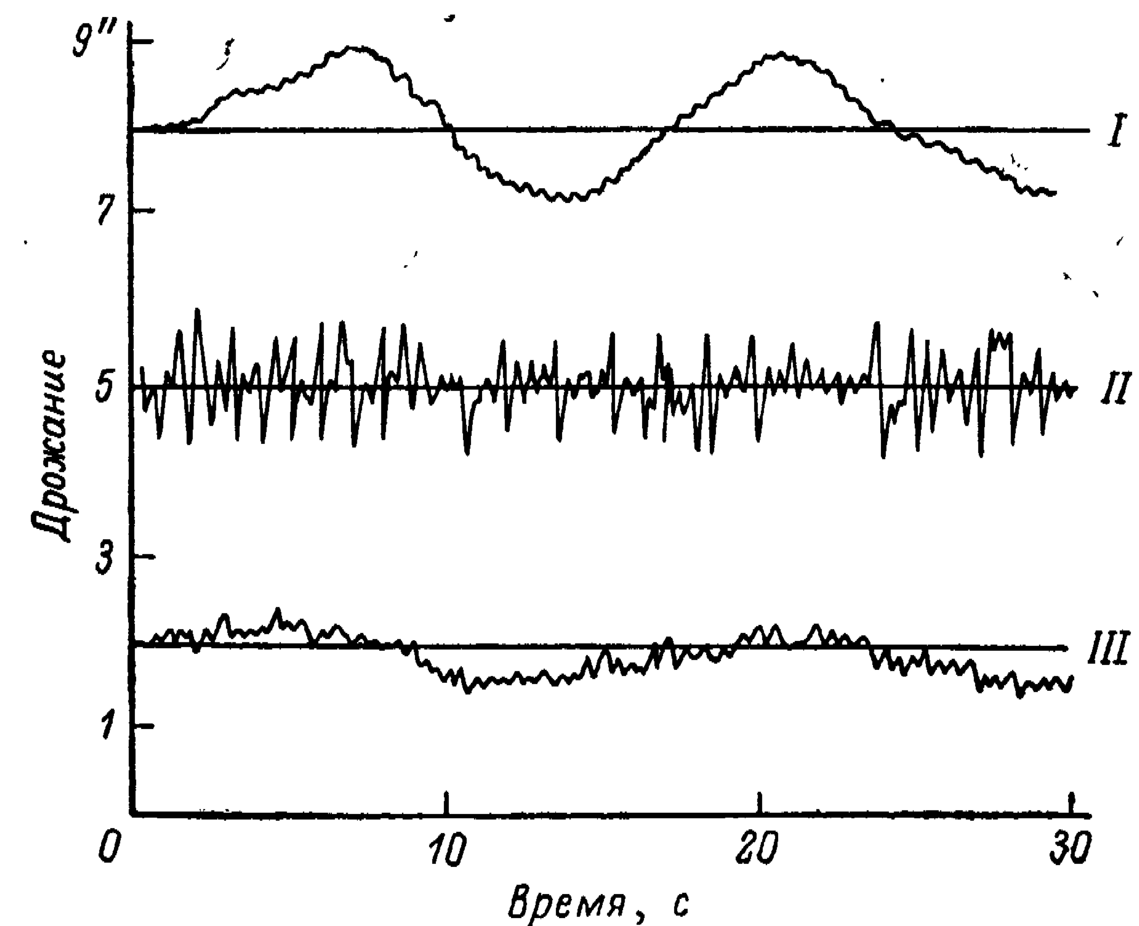


Рис. 39.

турбуленцию одной звезды, мы тем самым можем удвоить ее для звезды соседней, отстоящей от первой всего лишь на несколько секунд дуги и тем самым совершающей независимые колебания.

Если заставить достаточно яркую звезду прочертить свой след на пластинке неподвижного астрографа с большим фокусным расстоянием, то могут получиться следующие картины следов, изображенные на рис. 39.

Кривая *I* соответствует случаю малой турбуленции, но значительных случайных рефракций; кривая *II* соответствует обратному случаю; кривая *III* соответствует случаю умеренных случайных рефракций и турбуленции. На рисунке по оси абсцисс отложены секунды времени, а по оси ординат — секунды дуги.

Наконец, существенную роль играет третий вид неоднородности воздуха, носящий чисто инструментальный характер. Здесь речь идет о неоднородности воздуха и конвекционных потоках внутри трубы телескопа.

В случае закрытой трубы рефрактора или менискового телескопа заключенный в трубе воздух приходит в некоторое равновес-

ное состояние, если, так сказать, не взбалтывать трубы. При неизбежных изменениях температуры у воздуха, заключенного в трубе, устанавливается некоторый температурный градиент, а вместе с тем и градиент показателя преломления. Если труба смотрит в зенит, то градиент направлен вдоль оси и столб воздуха действует как плоскопараллельная пластинка (без учета воздушной линзы, примыкающей к последней поверхности объектива, к мениску или к зеркалу) с градиентом показателя преломления по лучу зрения; а такая пластинка практически не искажает фронта волны. При горизонтальном положении трубы заключенный в ней воздух приобретает градиент в направлении, перпендикулярном оптической оси, и такой столб воздуха действует как призма с весьма малым углом — в силу малости показателя преломления воздуха и малости градиента; но такая призма также не может заметным образом деформировать сферическую волну. Важно то, что столб воздуха находится в уравновешенном состоянии и что он ограничен оптическими поверхностями; в случае рефрактора — последней поверхностью объектива, а в случае менискового телескопа — поверхностями мениска и зеркала. Если подогревать трубу снизу или охлаждать ее сверху, то внутри трубы возникнут конвекционные потоки воздуха, снижающие качество изображения; но так как значительных подогревов и охлаждений быть не может и так как металлическое тело трубы способствует быстрому выравниванию температуры, то ни сильных конвекционных потоков, ни значительных температурных градиентов в закрытых трубах не образуется.

В открытой трубе рефлектора явление протекает совсем другим образом. Прежде всего, и это главное, столб воздуха в трубе не ограничен с передней стороны оптической поверхностью, а значит, граница раздела между воздухом трубы и окружающим воздухом имеет самую произвольную и переменчивую форму; но так как всегда есть какая-то температурная разность между трубой и окружающим воздухом, то при прохождении волны через эту границу раздела волна должна деформироваться и притом в сильной степени. Кроме того, ветер, как бы слаб он ни был, создает завихрения возле металлических частей трубы, будет ли труба сплошная или ажурная; ажурная труба в этом смысле может оказаться даже хуже сплошной. Если же существуют завихрения, то должны иметь место и неоднородности воздуха на пути лучей.

Поясним сказанное очень простым и хорошо всем известным примером из обыденной практики. Зимой, в лютый мороз мы можем без всяких помех наблюдать из теплой комнаты внешние предметы через стекла окна. Между стеклами двойных рам имеется весьма значительный температурный градиент воздуха как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях, но это обстоятельство нисколько не мешает отчетливо наблюдать предметы

даже с помощью бинокля, если только в окна вставлены зеркальные стекла. Теперь откроем форточку и продолжим наблюдение внешних объектов. Уже невооруженный глаз в этом случае легко заметит сильное искажение изображений предметов, контуры которых струятся и волнуются, теряя резкость очертаний. Что же произошло и в чем разница между двумя случаями наблюдений: через закрытое и через открытое окно? В первом случае, несмотря на наличие значительного градиента показателя преломления, воздух между стеклами двойных рам находился в состоянии весьма медленного движения и, что самое важное, был ограничен поверхностями зеркального стекла, выполненными с полуоптической точностью. Во втором случае воздух находился в состоянии быстрого движения, конвекционные потоки переносили струи теплого комнатного воздуха за пределы окна и наоборот, а неоднородный слой воздуха не был ограничен ни с одной, ни с другой стороны постоянными поверхностями правильной геометрической формы. Движение воздуха (ветер) создавало, кроме того, завихрения, в которые втягивались струи воздуха существенно различной температуры.

Приблизительно то же различие существует при наблюдении в телескопы с закрытыми и открытыми трубами, чем в значительной степени объясняется относительное спокойствие изображения в рефракторе или в менисковом телескопе и неспокойствие в рефлекторе при одинаковости атмосферных условий.

Забегая вперед, заметим, что эти рассуждения явились одним из толчков, приведших автора к изобретению менисковых телескопов.

Установив, что инструменты с закрытой трубой лучше инструментов с трубой открытой, порекомендуем для первых трубы металлические, т. е. обладающие высокой теплопроводностью и способствующие уменьшению температурного градиента воздуха внутри трубы.

Для защиты трубы от воздействия резких перемен температуры полезно защищать ее изолирующим слоем из фанеры, войлока, материи, пробковой коры и т. д., располагая этот слой обязательно снаружи, а не внутри трубы, как это предлагали некоторые авторы. Если труба ничем не изолирована, то по изложенным выше причинам ее следует окрашивать снаружи в белый цвет.

Инструмент, работающий под открытым небом и вообще плохо защищенный от ветра, представляет собой тело, препятствующее свободному движению воздушного потока, а потому вокруг него образуются вредные для качества изображения воздушные завихрения. Если сплошная цилиндрическая труба имеет достаточно выгодную обтекаемую форму, то передняя ее часть, где укреплен объектив рефрактора или где находится открытый срез трубы рефлектора, очень невыгодна в аэродинамическом отношении.

В то же время возникновение завихрений именно в этом месте может особенно вредить качеству изображений. Поэтому для телескопов, работающих под открытым небом, можно рекомендовать заканчивать трубу телом обтекаемой формы, простейшая конструкция которого представляет собой полый усеченный шар, выполненный из тонкого листового материала. Рис. 40 дает представление о том, как, по мнению автора, следовало бы заканчивать переднюю часть рефрактора или рефлектора, чтобы снизить до минимума воздушные завихрения на пути лучей.

Купол обсерваторной башни и его открытый люк также являются источниками воздушных завихрений. Поэтому предпочтение следует отдавать круглой, а не многогранной форме купола; фермы и ребра жесткости купола следует обращать внутрь, а не наружу, где не должно быть никаких выступающих частей, способствующих завихрениям; люк следует конструировать так, чтобы он по возможности представлял собой продолжение купола без резких выступов и переходов; ширина люка должна быть значительно больше диаметра отверстия телескопа, для того чтобы завихрения у краев открытого люка не становились на пути между светилом и объективом.

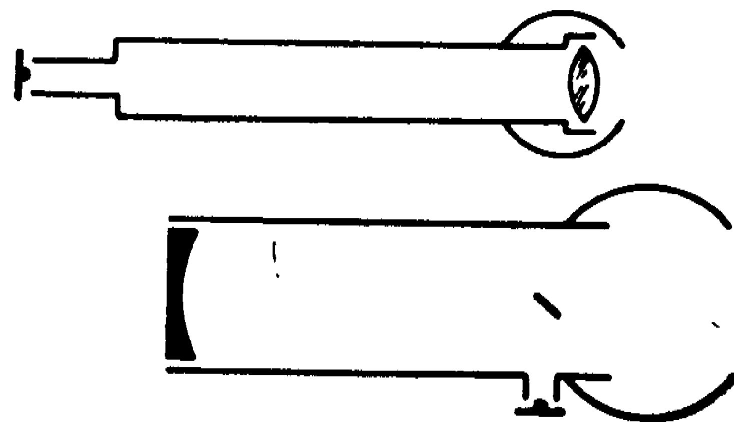


Рис. 40.

Объем настоящей книги не позволяет рассмотреть ряд интересных вопросов о неоднородностях воздуха, вызванных дыханием и теплотой тела наблюдателя, а также развить мысль автора о специальных костюмах для наблюдателя со шлангами, подающими и отводящими воздух для дыхания. По той же причине не рассмотрен вопрос о вертикальном и горизонтальном расположении солнечных установок и о подземных камерах для спектральных аппаратов и др.

Следует лишь сказать, что неоднородности воздуха на пути от люка обсерватории до глаза наблюдателя или до фотопластинки играют не менее серьезную роль, чем неоднородности атмосферы; между тем на них почему-то обращается сравнительно мало внимания.

Переходим к неоднородностям стекла, т. е. к неоднородностям линзовых и призменных элементов астрономических приборов. Эти неоднородности приятны, если так можно выразиться, уже тем одним, что они неподвижны, а значит, всегда проявляют себя одинаково, могут быть учтены, а в некоторых случаях даже исправлены соответствующей ретушью поверхностей линз или призм.

В другой книге * практическая сторона вопроса о неоднородностях стекла и о методах их исследования будет рассмотрена более подробно, здесь же скажем, что показатель преломления n стекла или другого прозрачного вещества может изменяться от точки к точке, и если на некотором участке стекла эти изменения больше некоторой допустимой величины, то такой участок мы называем оптически неоднородным.

Начнем с простейшего случая неоднородности. Пусть (рис. 41) толщина плоскопараллельного стекла A равна H; пусть стекло в своей массе, кроме среднего участка, однородно и имеет показатель преломления n; пусть средний участок также однороден, но имеет показатель преломления $n+\Delta n$, причем Δn мало по сравнению с n.

Если на стекло падает плоская волна $I—I$, то по выходе из стекла волна $II—II$ приобретает вмятину с плоским дном; глубина этой вмятины, т. е. волновая аберрация h волны, деформированной неоднородностью, окажется равной

$$h = H\Delta n. \tag{75}$$

Чем больше H — толщина стекла, тем та же неоднородность Δn вызовет бо́льшие волновые аберрации у преломленного пучка.

Приравнивая h четверти волны (h=0.555/4 мкм), находим допустимую неоднородность Δn_{max} как функцию толщины H стекла:

$$\Delta n_{max} = \frac{14 \cdot 10^{-5}}{H}. \tag{76}$$

Табл. 30 дает представление о величине допустимых неоднородностей.

Таблица 30

$\lambda = 0.555$ мкм

H, мм	5	7	10	14	20	50	100	200	500
Δn_{max}	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$2.8 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$2.8 \cdot 10^{-7}$

Так, у объектива D=1000 мм толщина линз будет порядка $H\approx$100 мм. Если бы в линзе такого объектива оказалась неоднородность типа неоднородности рис. 41, то ее можно было бы допустить не более чем в 1.4 единицы шестого знака показателя преломления. В малых и средних объективах неоднородности показателя преломления в пятом знаке уже страшны. В спектральных призмах, имеющих большие толщины, очевидно, приходится предъявлять очень строгие требования к однородности стекла.

Случай неоднородности рис. 41 является идеализированным и редко встречающимся на практике. Чаще *плавные неоднородности*

* Д. Д. Максутов. Изготовление и исследование астрономической оптики. Л.—М., 1948.

не имеют резких границ, а Δn в них непостоянно для всего объема неоднородности.

Понятно, что в таком случае преломленная волна не будет иметь углубленной ($\Delta n > 0$) или возвышенной ($\Delta n < 0$) площадки рис. 41, но деформируется в плавно искривленную форму.

Другой вид неоднородностей может быть сосредоточен в ограниченном, сравнительно узком объеме приблизительно цилиндрической формы. Если сечение неоднородного включения измеряется несколькими миллиметрами (редко более 10—15 мм), то такое

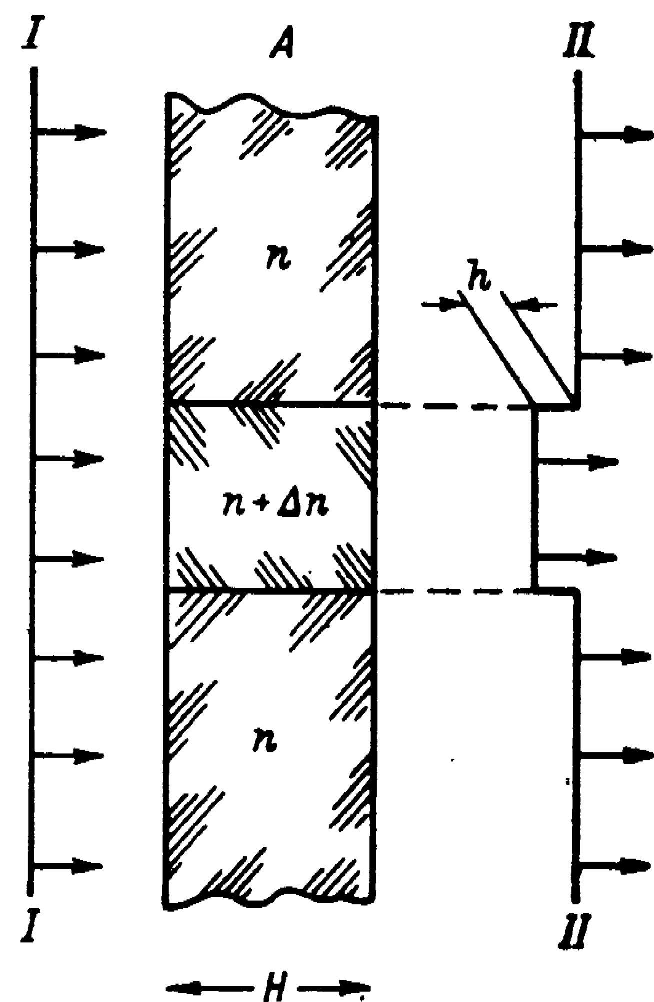


Рис. 41.

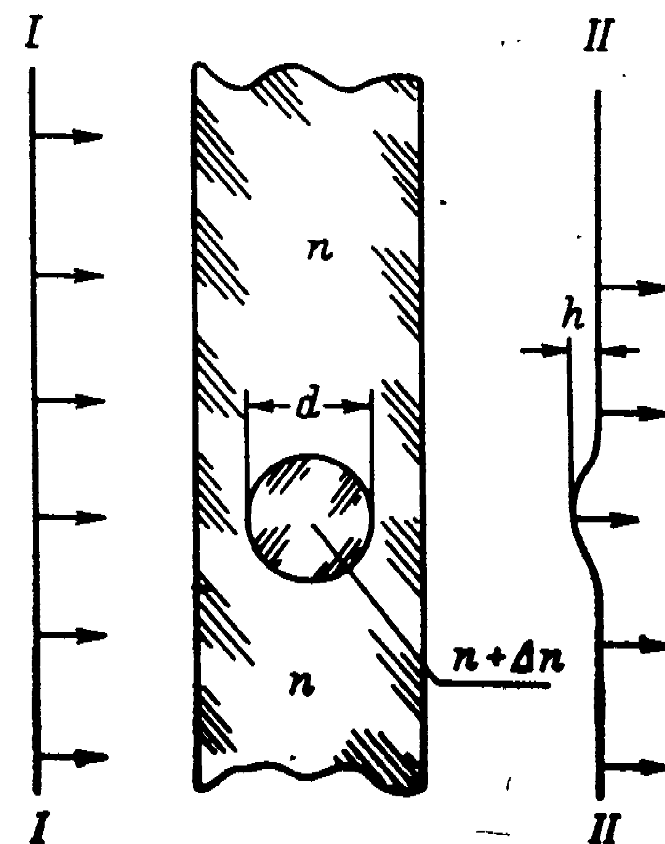


Рис. 42.

включение мы назовем *жилой неоднородности*, если же оно измеряется долями миллиметра (редко более 2 мм), то такое включение мы назовем *свилью*.

На рис. 42 представлен идеализированный случай жилы или свили, а именно: предположено, что их сечение круглое и что показатель преломления внутри включения постоянен и на Δn превышает показатель преломления остальной массы стекла.

И в этом случае плоская волна $I—I$ преобразуется в деформированную волну $II—II$ с вмятиной глубиной h. Только теперь волновая аберрация h зависит не от толщины стекла, а от диаметра d жилы или свили и выражается формулой

$$h = d\Delta n. \tag{77}$$

Данная жила или свиль вызывает совершенно одинаковую волновую аберрацию как при толстом, так и при тонком стекле до той поры, пока одна из поверхностей изделия не пройдет через свиль

и не отсечет от нее некоторой части, снижая волновые аберрации пропорционально стрелке отсеченного объема свили.

Так как диаметр d в свилях сравнительно мал, то можно допускать значительную разность Δn без вреда для качества изображения. Но свиль по своей природе принадлежит к числу таких включений, в которых Δn всегда очень велико, а потому в большинстве случаев малость диаметра d все же не спасает положения.

В действительности при установлении допуска на свили и жилы приходится руководствоваться не только величиной h волновой аберрации, но и отношением площади стекла, пораженной свилями, к площади остальной однородной части стекла. Площади измеряются как проекции объемов стекла в направлении проходящих через него лучей.

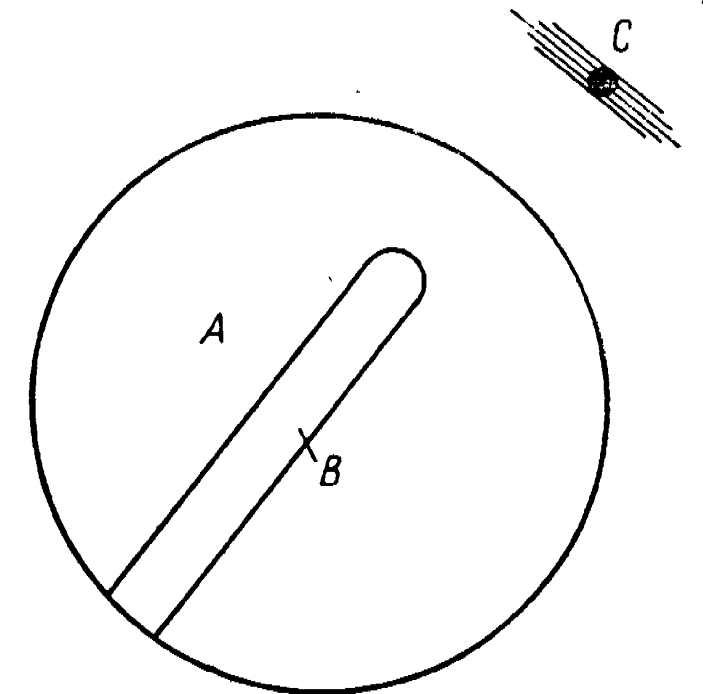


Рис. 43.

Если неоднородность больше допустимой, т. е. если $h > \lambda/4$, то сперва по мере роста h происходят некоторые искажения в дифракционном изображении: кольца теряют свою правильную форму, делаются более яркими, приобретают сгустки света в неожиданных местах и направлениях. При более грубых неоднородностях значительный процент энергии переходит из центрального ядра изображения в окружающие его ореол и хвосты, которые скоро начинают конкурировать в яркости с центральным ядром, а значит, снижают не только контрастность изображения, но и разрешающую силу, если только пораженные неоднородностями площади достаточно велики.

Поясним сказанное на примере рис. 43. Пусть в стекле A заключена неоднородность B, занимающая 10% площади стекла и расположенная прямолинейно. Пусть C есть изображение звезды, построенное при посредстве такого стекла. Пока Δn неоднородности мало и волновые аберрации не превышают $h=\lambda/4$, изображение C представляет собою совершенную дифракционную картину с круглыми, достаточно равномерно освещенными кольцами. При $h > \lambda/4$ на дифракционных кольцах изображения появляются сгустки света, ориентированные в направлении, п е р п е н д и к у л я р н о м к направлению неоднородности. При еще большем значении Δn, а вместе с ним и h эти сгустки света образуют уже явно заметный и достаточно длинный хвост, в котором сосредоточено около 10% энергии изображения. Чем выше Δn, тем длиннее хвост, а значит, тем меньше его относительная яркость, так как неоднородность по-прежнему «выводит из строя» около 10% энергии и рассеивает ее в ореол (хвост) большей площади.

Здесь имеет место странное на первый взгляд свойство неоднородностей, названное в свое время (1932 г.) парадоксом Максутова: если неоднородность занимает площадь, достаточную, чтобы вывести из строя заметный процент лучистой энергии, то чем грубее она будет (чем больше будет Δn), тем безвреднее окажется ее действие на качество изображения.

Самыми вредными оказываются протяженные плавные неоднородности с малой, но достаточной для искажения изображения величиной Δn: они приводят к резкому падению качества изображения и разрешающей силы.

На следующее место следует поставить потоки нежных свилей, поражающих заметные площади стекла.

Наконец, самыми безвредными неоднородностями оказываются одиночные свили, и чем они грубее (чем больше в них Δn), тем это выгоднее, так как яркость производимых ими весьма длинных хвостов у изображения будет ничтожно малой и практически неощутимой.

Между тем существующий и принятый на производстве метод контроля стекла (метод точечной проекции) совершенно неспособен обнаружить в стекле плавные неоднородности, с трудом и не во всех случаях он обнаруживает потоки нежных свилей и отлично выявляет грубые свили. Этот метод порочен потому, что он бракует стекло по наименее вредным неоднородностям и пропускает стекло как годное при наличии в нем наиболее вредных и роковых для качества изображения неоднородностей.

Понятно, что лаборатория, руководимая автором, отказалась от такого общепринятого метода еще в 1930 г., при ее возникновении, и перешла на *теневой метод* контроля, который постепенно стал прививаться и в промышленности, по крайней мере на тех участках, где осознали его бесспорные преимущества и побороли консерватизм.

Если в куске стекла имеются плавные неоднородности и свили, то фронт проходящей через стекло волны деформируется, как это схематически изображено на рис. 44, где волновые аберрации, вызванные неоднородностями, больше $\lambda/4$, т. е. не могут не снизить качества изображения и должны быть учтены, и где свиль вызывает резкое изменение волнового фронта, сосредоточенное на малом участке.

Допустим, что диаметр объектива D достаточно велик и улавливает всю волну, изображенную на рисунке. Если бы плавные неоднородности отсутствовали, а единственной неоднородностью была свиль, то несмотря на значительную волновую аберрацию, вызванную свилью, изображение точки в объективе мало чем отличалось бы от идеального, так как свиль, во-первых, занимает относительно малую площадь на стекле и, во-вторых, разбрасывает энергию в длинный, а значит, бледный хвост. В действительности не свиль, а плавные неоднородности снижают в объективе качество

изображения в случае стекла рис. 44, которое должно быть забраковано в качестве материала для первоклассного объектива.

Теперь выполним из того же стекла объектив значительно меньшего диаметра d, причем небезразличным окажется, из какого участка стекла выкроен этот объектив. Если выкроить объектив из участка d_1, то волновая аберрация h_1, определяемая стрелкой элемента кривой рис. 44, может оказаться меньше $\lambda/4$, и такой объектив явится первоклассным. Правда, он отклонит осевой луч на некоторый небольшой угол, т. е. будет эквивалентен идеальному объективу в сочетании с оптическим клином ничтожно малого угла, но качество изображения в таком объективе ($h_1 < \lambda/4$) останется безупречным. Если тот же объектив выкроить из участка d_2, через

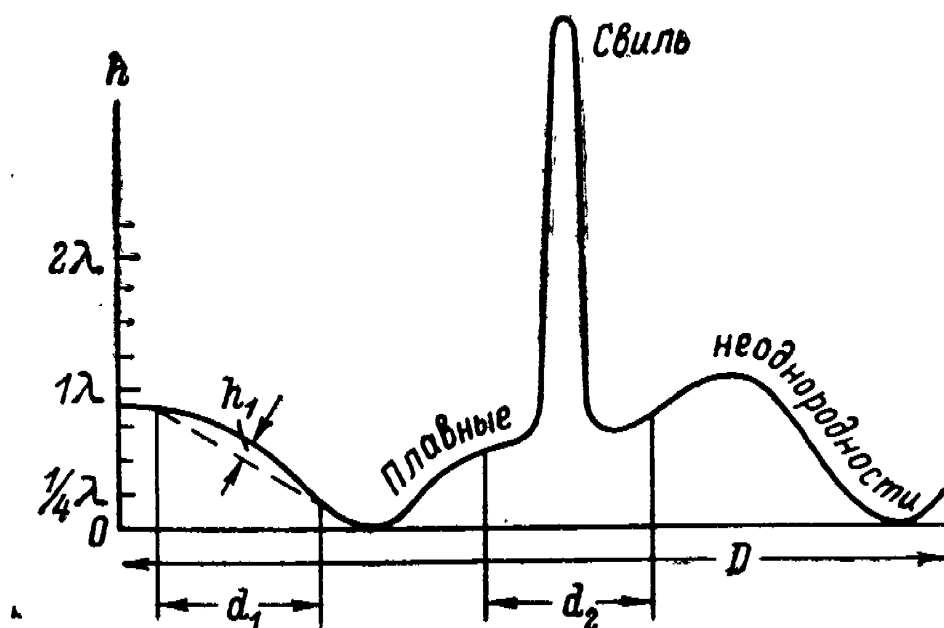


Рис. 44.

который проходит свиль, то площадь, пораженная свилью, окажется относительно большой, а изображение в заметной степени искаженным действием свили. Чем меньше диаметр объектива d, тем бо́льшие искажения изображения будет вызывать одна и та же свиль в объективе.

Линзы окуляров и другие оптические детали, расположенные вблизи фокальной плоскости инструмента, пропускают через себя пучки малого сечения d, а потому в них можно допускать значительные плавные неоднородности и в то же время не следует допускать свилей. Чем диаметр пучка меньше, тем мягче требования к плавным неоднородностям и тем строже требования в отношении свильности стекла. Но сечение пучка (d) связано со зрачком выхода окуляра, поэтому в окулярах сильного увеличения (малого зрачка выхода) особенно строги требования к бессвильности стекла и весьма понижены требования к его общей однородности. Местные плавные неоднородности стекла в линзах окуляра могут привести лишь к едва заметной нерегулярной дисторсии изображения без снижения его резкости; в то же время такие же неоднородности в объективе или вообще в оптическом элементе, захватывающем пучок значительного сечения, приводят к явному снижению качества изображения и к потере в разрешающей силе.

Таким образом, выходит, что принятый в промышленности метод точечной проекции неоднородностей стекла хорош как метод для контроля мелкой оптики окулярного, микроскопического и других типов и совершенно непригоден для контроля стекла среднего и крупного размера и ответственного назначения (объективы, спектральные призмы).

В заключение заметим, что плавные неоднородности, как правило, обусловлены физическими причинами (неудовлетворительный отжиг стекла, температурный градиент) и лишь в редких случаях — различием химического состава. Поэтому в круглых заготовках стекла часто имеет место радиальная симметрия градиента показателя преломления, а деформированный фронт волны часто близок к поверхности вращения вокруг оптической оси. Такое распределение неоднородности часто может оказаться безвредным для качества изображения в объективе даже при значительной величине неоднородности.

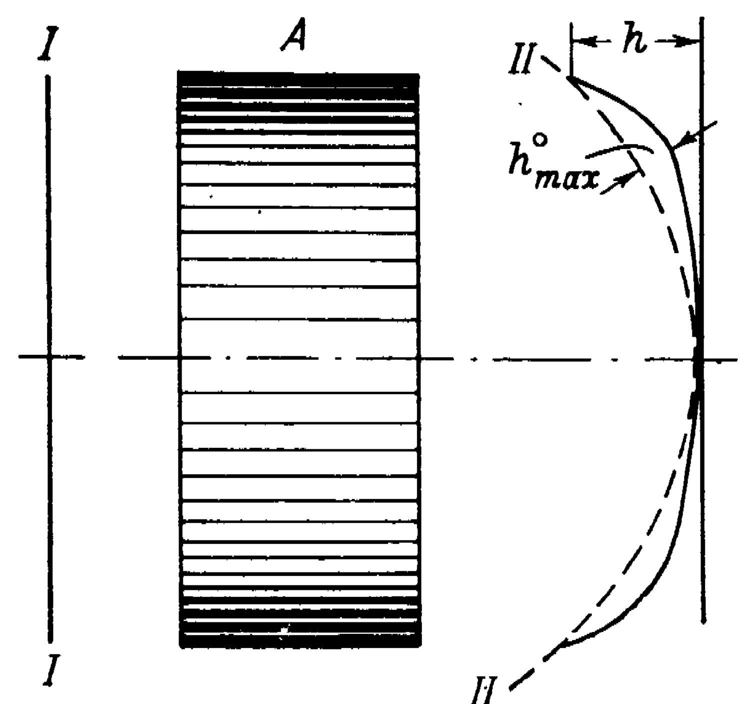


Рис. 45.

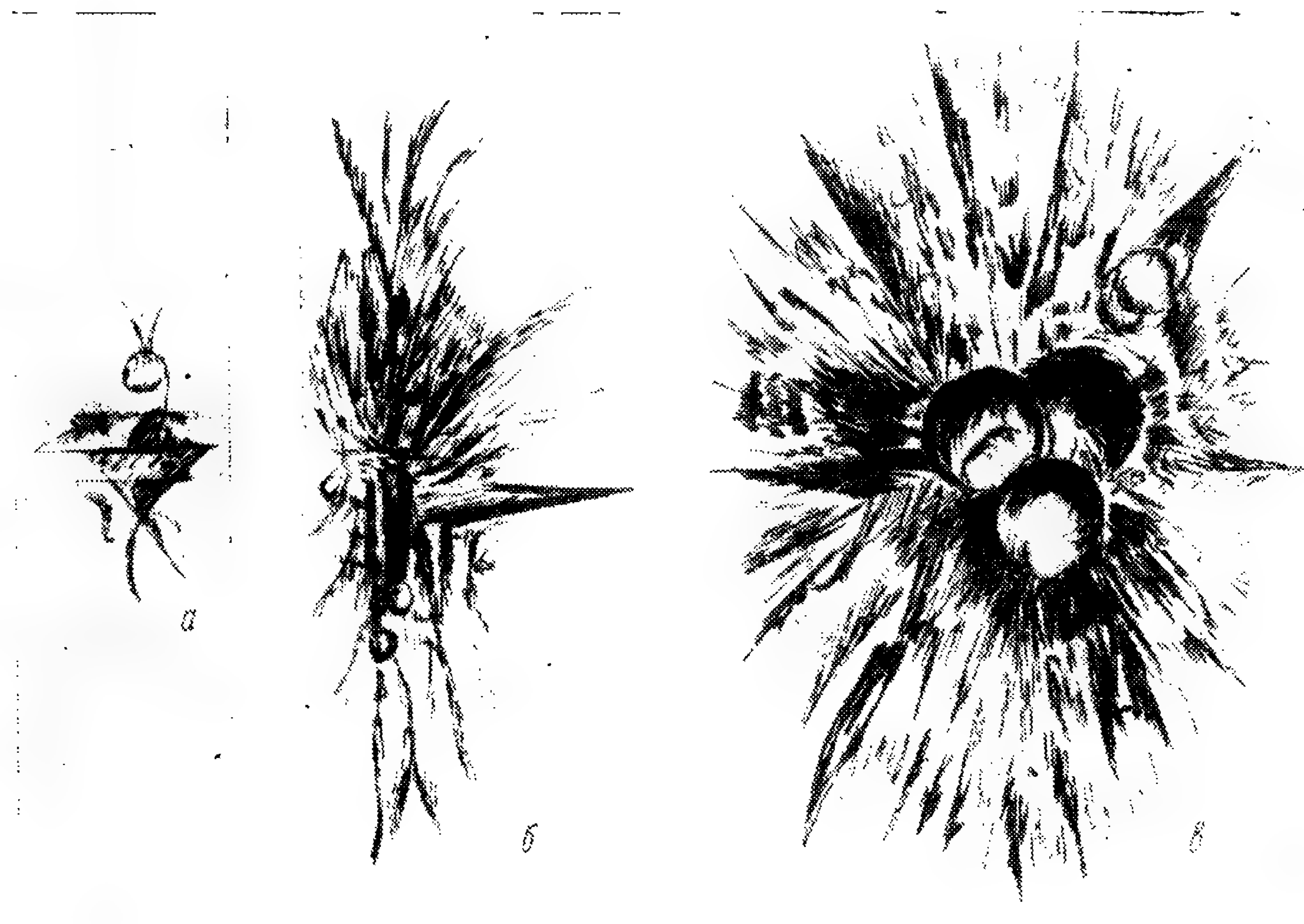
Поясним это на рис. 45, где неоднородность показателя преломления, имеющая радиальную симметрию, изображена неравномерной штриховкой стекла A.

Плоская волна $I—I$, пройдя через такое стекло, деформируется в волну $II—II$, представляющую собою поверхность вращения вокруг оптической оси и имеющую весьма значительную волновую аберрацию h на внешней зоне. Но можно провести сферу сравнения (пунктирную дугу), от которой фронт волны отступает на величину $h^{\circ} \ll h$, и если окажется, что $h^{\circ} \leqslant \lambda/4$, то объектив будет давать безупречные изображения, хотя его фокус окажется несколько длиннее расчетного, что несущественно.

В то же время местные сосредоточенные неоднородности типа жил и свилей всегда имеют происхождение химического характера.

Переходим к рассмотрению последнего вида неоднородностей, связанных с несовершенством человеческого глаза. Основным неоднородным телом в глазу является хрусталик. Его волокнистое и сложное строение не может не сопровождаться местными изменениями показателя преломления, и если эти изменения велики по Δn и малы по протяженности, то наблюдаемое глазом изображение точки должно сильно пострадать. В дальнейшем я буду говорить о неоднородности хрусталика своего правого глаза, исследованного на протяжении многих лет.

Метод исследования неоднородностей хрусталика можно рекомендовать следующий. Наблюдаем искусственную звезду с рас-



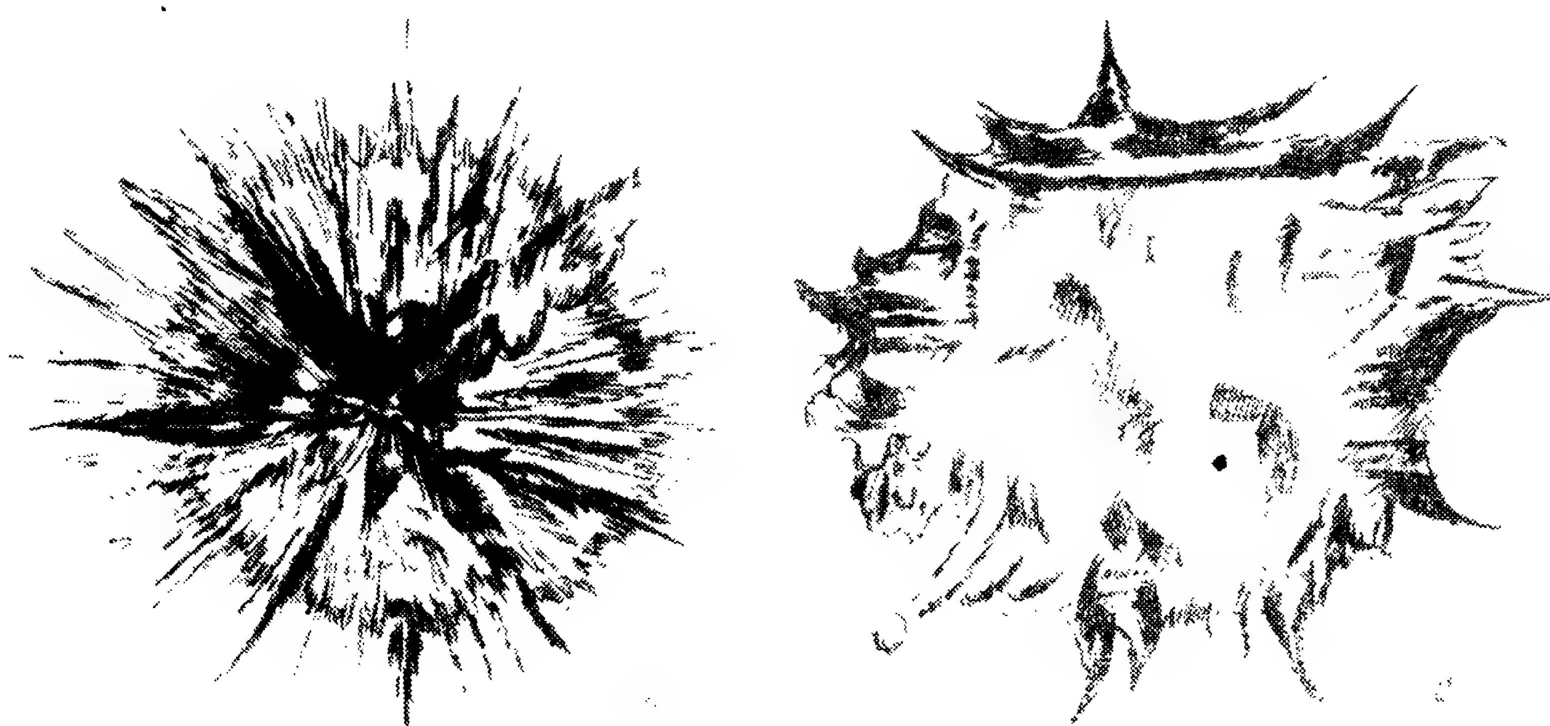


Рис. 46.

стояния нескольких метров в достаточно затемненной комнате, чтобы зрачок глаза возможно сильнее расширился, и тщательно зарисовываем наблюдаемые картины; с успехом можно таким же образом наблюдать в ночное время далекие, но яркие огни электроламп.

Сперва аккомодируем невооруженный глаз на светящуюся точку и делаем зарисовку ее изображения (рис. 46, *а*).

При наилучшей аккомодации точка представляется моему правому глазу в виде светлого неправильного треугольного ядра с хвостами, преимущественно направленными вниз и вверх; это говорит о резких неоднородностях глазных сред и об астигматизме глаза.

Вооружаем правый глаз очковым стеклом с силой, например, +1 дптр, левым же невооруженным глазом по-прежнему фиксируем светящуюся точку, дабы устранить возможность аккомодации. Наблюдаемая при этом картина (рис. 46, *б*) говорит о явном нерегулярном астигматизме глаза и о значительных неоднородностях хрусталика, которые пока замаскированы и не могут быть уверенно локализованы. Чтобы вполне отчетливо наблюдать неоднородности глаза, следует вооружиться более сильным очковым стеклом, силой, например, +2 дптр. В этом случае изображение точки получится внутри глаза на достаточном расстоянии перед сетчатой оболочкой, до которой дойдет проекция деформированного пучка в виде пятна (рис. 46, *в*) достаточного углового размера со сгустками и дефектами света, соответствующими структуре пучка и неоднородностям, его исказившим.

Пятно получается в общем овальной, хотя и неправильной формы, т. е. глаз обладает астигматизмом и притом нерегулярным. Применение соответственного очкового стекла с астигматизмом $^3/_4$ дптр, т. е. имеющего, например, по одному азимуту силу $1^3/_4$ дптр, а по перпендикулярному азимуту $2^1/_2$ дптр, позволяет преобразовать овальную форму пятна в приблизительно круглую; эта форма не может быть строго круглой, если астигматизм глаза нерегулярен, и стекло с астигматизмом $^3/_4$ дптр исправляет в данном случае не вполне, а только наилучшим образом нерегулярный астигматизм.*

Если отвлечься от формы контуров пятна, то следующая картина (рис. 46, *г*) практически не отличается от предыдущей ни по распределению сгустков и дефектов света, ни по их очертанию.

Вооружив глаз отрицательной астигматической очковой линзой с силой около —2 дптр и ориентировав эту линзу в соответствии с осями астигматизма глаза, можно перенести точку схождения пучка на некоторое расстояние за сетчатую оболочку; тогда на последней получится картина предфокального сечения пучка в виде пятна (рис. 46, *д*).

* Описанный здесь метод является, по-видимому, наилучшим и наиболее чувствительным для определения величины и направления осей астигматизма в глазу и позволяет каждому культурному астигматику выбрать для себя стекла и установить их в очковую оправу без рецепта врача.

Картины *в* и *г* рис. 46 резко отличаются от картины *д*. Прежде всего у *в* и *г* центр был более ярок, чем периферия, тогда как у *д* периферия ярче центра, откуда делаем заключение о наличии в глазу недоисправленной (отрицательной) сферической аберрации. Кроме того, у *в* и *г* периферические части имеют синеватый оттенок, тогда как у *д* на периферии оттенок красноватый; отсюда делаем вывод о неисправленной хроматической аберрации глаза.

Наконец, расположение сгустков света и хвостов в картинах *в* и *г* и в картине *д* ничего общего между собою не имеет.

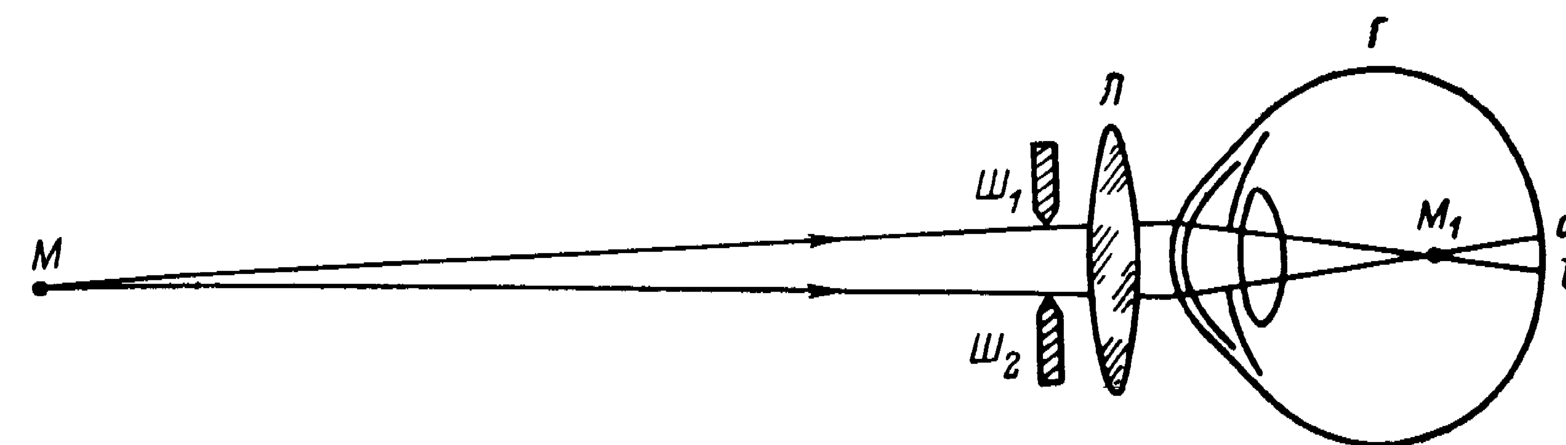


Рис. 47.

При достаточном расстоянии предфокального и зафокального изображений от фокуса распределение светов и теней на них должно быть перевернутым и негативным: так, яркому хвосту вверху картины *г* должна соответствовать темная вмятина внизу картины *д*; и если этого не видно на рис. 46, то причина кроется в недостаточном смещении изображения точки с сетчатой оболочки; зато контрастность светотеней в нашем случае достаточно высока. Чтобы оценить хотя бы и приблизительно размеры местных неоднородностей хрусталика по размерам сгустков и дефектов света на внефокальных пятнах, необходимо знать действующее отверстие зрачка. Диаметр зрачка проще всего измерять штангенциркулем, так же как измеряется, например, диаметр металлического прутка. Звучит это несколько странно, но выполняется очень просто и притом в совершенно темном помещении, когда наблюдатель не может различить не только своего глаза, но даже и своего лица в зеркале.

Рис. 47 поясняет сказанное.

Глаз *Г* наблюдает достаточно удаленную светящуюся точку *М*. Линза *Л*, расположенная в непосредственной близости к роговой оболочке, обусловливает образование изображения в точке M_1 внутри глаза; поэтому на сетчатку проектируется пятно *ab*, описанное выше.

Держа в руке штангенциркуль в непосредственной близости к линзе *Л* и раздвигая и сближая его губки $Ш_1$ и $Ш_2$, наблюдаем периферические точки *a* и *b* на внефокальной картине. Если

на краях пятна не происходит искажений контура и лучистые бахромки не изменяются в размерах, значит губки штангенциркуля еще не коснулись крайних лучей пучка, ограниченных отверстием зрачка. Если наблюдается первое притупление контуров пятна в двух диаметрально противоположных точках и некоторые лучистые бахромки оказываются срезанными, значит губки штангенциркуля раздвинуты меньше, чем на диаметр действующего отверстия глаза. Всегда можно так ориентировать штангенциркуль и так раздвинуть его губки, чтобы наблюдались первые следы их прикосновения к крайним лучам действующего пучка одновременно в точках *a* и *b*. При этом отсчет штангенциркуля дает величину $d_г$— диаметра действующего отверстия глаза. Об ошибках метода и о возможности их учета здесь говорить не будем; скажем только, что эти ошибки, даже без их учета, не изменяют результата более чем на 2—3% измеряемой величины.

Можно использовать и обратный только что описанному метод. Для этого следует расположить на месте губок штангенциркуля непрозрачный клин (или конус); если продвигать его перед глазом, то всегда можно найти такое положение клина, при котором за пределы его тени выступают вверх и вниз первые бахромки светлого пятна внефокального изображения точки. Зная поперечник клина в этом месте, мы тем самым определяем величину действующего отверстия глаза $d_г$.

Наконец, можно заменить штангенциркуль или непрозрачный клин растром с интервалом между штрихами около 1 мм и с толщиной штрихов около 0.15 мм. Проекция этого растра на сетчатке позволит измерить диаметр зрачка $d_г$ в масштабе растра и, кроме того, обнаружить неравенство (дисторсию) масштабов для центральных и периферических частей внефокального пятна. Последнее явление обусловлено сферической аберрацией глаза, которая может быть не только обнаружена, но и измерена таким способом.

Рис. 48 поясняет три рекомендуемых метода измерения диаметра $d_г$ и те картины, которые при этом видны.

Третий метод (метод растра) имеет то преимущество перед первыми двумя, что для отсчета величины $d_г$ при нем не нужно включать света и тем нарушать адаптацию глаза: этот отсчет глаз читает практически в полной темноте, на самой картине внефокального изображения точки.

Наблюдатель, изучивший внефокальную картину неоднородностей своего хрусталика, может и без всякого измерительного прибора оценивать, хотя и грубо, величину $d_г$ по появлению и исчезновению тех или иных характерных деталей на картине внефокального пятна.

Возвращаясь к рис. 46, *в* и *г*, заметим, что им соответствовало действующее отверстие глаза $d_г$=6.2 мм, что было установлено описанным выше способом измерения. Теперь мы можем снабдить рис. 46, *в* и *г* масштабами; у первого рисунка будет два различных масштаба для вертикального и горизонтального направлений;

у второго рисунка практически будет один общий масштаб, причем поперечники пятен в любых направлениях должны быть приравнены 6.2 мм, так как зрачок имеет круглую форму; овальная же форма внефокальных пятен объясняется астигматизмом глаза.

Строго говоря, для любого центрального сечения рисунков масштабы непостоянны, как мы видели, из-за сферической аберрации глаза. Так, например, центральные части рис. 46, *г* изображаются в более мелком масштабе, а периферические — в более крупном; для рис. 46, *д* имеет место обратная дисторсия масштаба. На рис. 48, *в*, а затем и на рис. 49 приближенно учтена такая дисторсия масштаба.

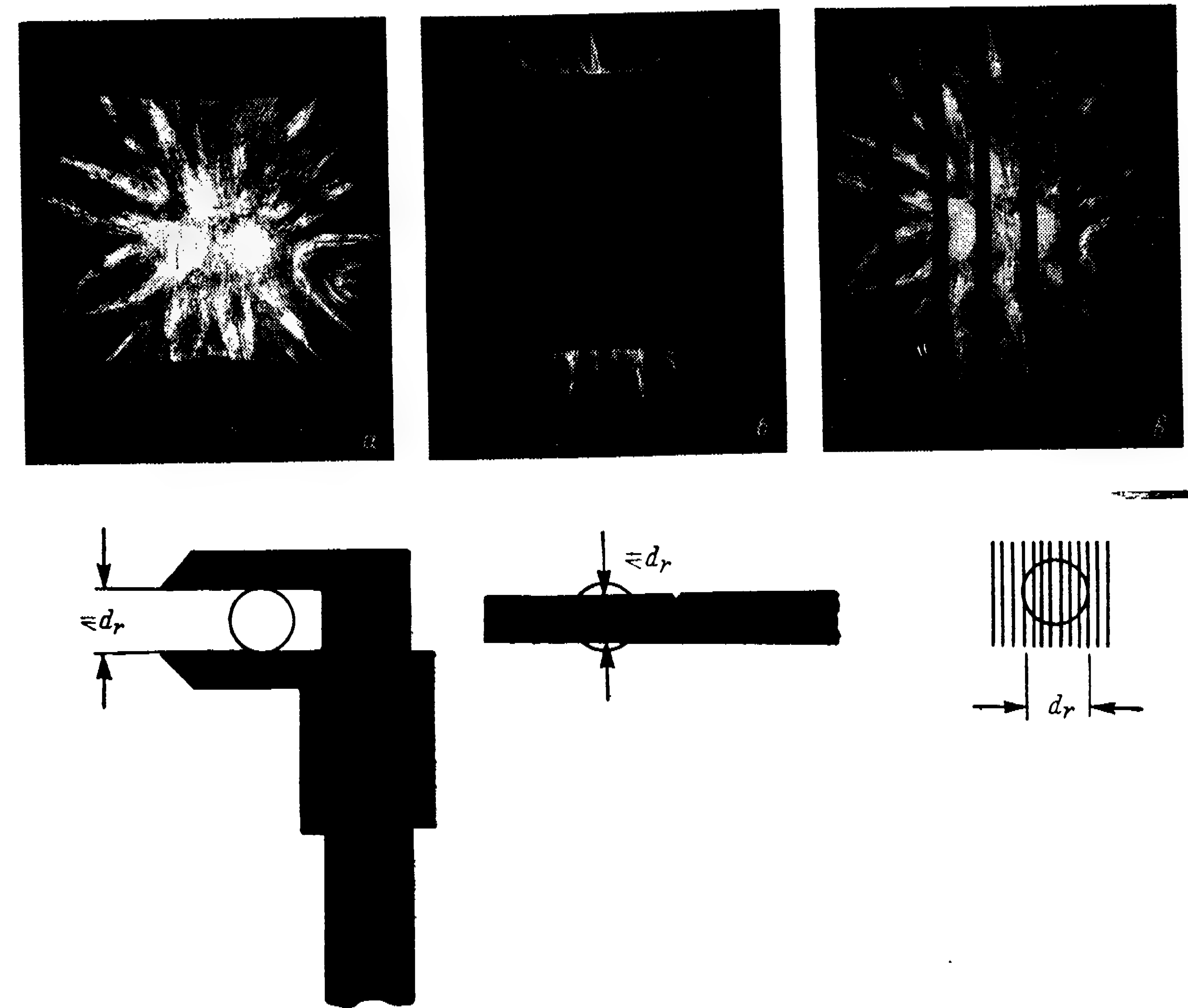


Рис. 48.

Теперь появляется возможность приблизительно оценить протяженность неоднородных участков по протяженности сгустков света на рис. 46, *в*, *г* и 48, *в*, снабженных масштабами.

Изобразим на рис. 49, *а* приближенно профиль фронта деформированной волны вдоль сечения, проходящего через центр картины рис. 48, *в*. Мы видим, что среднее расстояние между гребнями волны близко к 1 мм, т. е. что протяженность местных неоднородностей хрусталика близка к 1 мм.

Когда действующее отверстие глаза больше 1 мм, волновые аберрации пучка, строящего изображение на сетчатке, если и меньше h_{max}, то ненамного. Если же действующее отверстие глаза меньше 1 мм, то даже при значительной аберрации h_{max} может оказаться, что h°_{max} рис. 45 не превышает четверти волны; изменения же положения фокуса глаза при перемещении зрачка с гребня волны на ее впадину компенсируются аккомодацией глаза. Поэтому, чтобы получить в глазу отчетливое *дифракционное* изображение точки, необходимо задиафрагмировать глаз до диаметра м е н ь ш е 1 мм. При диаметре зрачка 1 мм уже чувствуется дифракционная картина изображения, но дифракционные кольца разорваны, дифракционные минимумы не равны

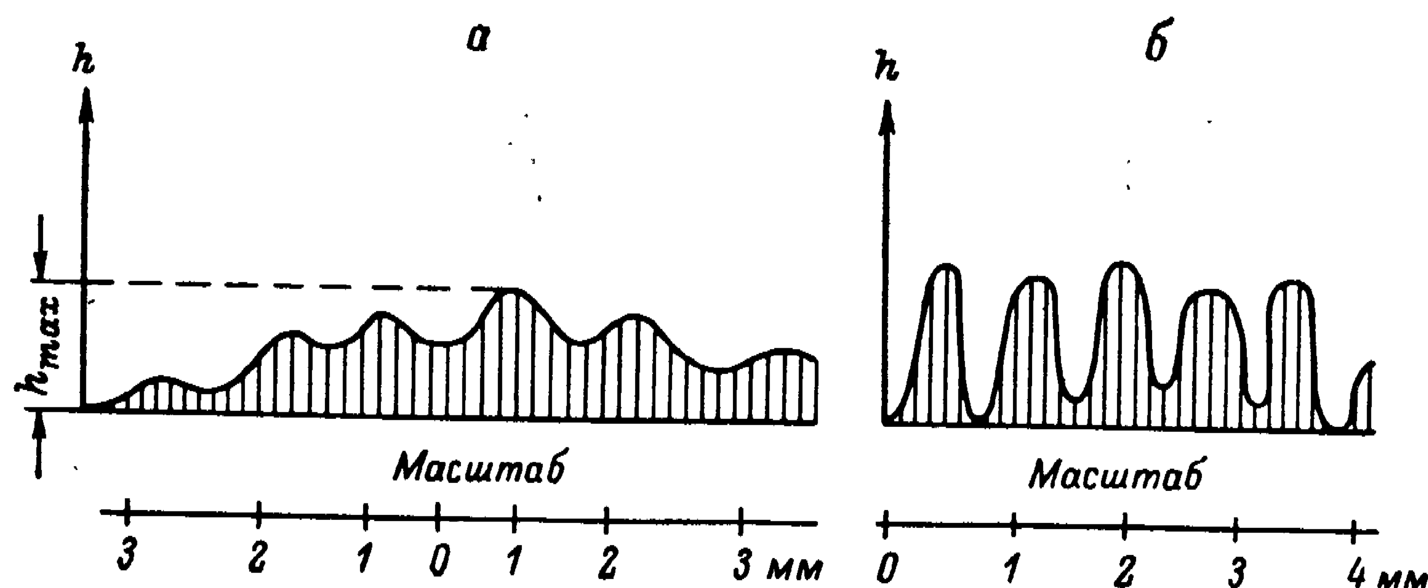


Рис. 49.

нулю, а дифракционные диски не имеют круглой формы. Все это говорит о том, что при $d_г$ порядка 1 мм волновые аберрации пучка, по-видимому, близки к $\lambda/2-3\lambda/4$.

Мы будем не слишком далеки от истины, и опыт это подтверждает, если скажем, что вполне отчетливое дифракционное изображение точки с правильной формой дифракционных колец глаз видит лишь тогда, когда он задиафрагмирован до $d_г \approx 0.7$ мм, так как в этом случае, по-видимому, волновые аберрации h°_{max} приближаются к четверти волны.

По этой же причине, как будет показано в дальнейшем, при визуальных наблюдениях, требующих достаточно полного выявления разрешающей силы объектива, следует применять окуляр со зрачком выхода $d \approx 0.7$ мм или, иначе говоря, разрешающее увеличение $G_{0.7}$.

Но все это так, если зрачок выхода d проектируется на центр глазного зрачка, т. е. если пучок проходит через центральную область хрусталика, а не через его периферию.

На рис. 49, *б* приближенно изображен профиль волны вдоль сечения по хорде, близкой к периферии пятен рис. 46, *г* и 48, *в*. Здесь гребни волны расположены значительно теснее и среднее расстояние между ними не более 0.7 мм. Поэтому условие видимости дифракционного изображения значительно ухудшается при переносе выходного зрачка с центра хрусталика на его периферию. Для такого наблюдения — а оно всегда возможно хотя бы в силу дрожания головы наблюдателя — следует применять зрачок выхода не порядка $d=0.7$ мм, а порядка $d=0.5$ мм, что вполне подтверждается практикой.

Оптические неоднородности хрусталиков н е с о м н е н н о растут с возрастом человека. Наблюдения автора над своим глазом, проведенные в 1924 и в 1943 гг., установили, что за истекшие 19 лет неоднородности хрусталика заметно увеличились и снизили разрешающую силу глаза; и это независимо от потери запаса аккомодации и других факторов. Физиологическая оптика может подыскать удовлетворительные объяснения этому факту в виде неравномерного огрубения органических тканей, отложения в них солей и т. д. Но неоспоримым для меня фактом является прогрессирующее с возрастом увеличение *оптических* неоднородностей хрусталика, не позволяющее видеть и разрешать детали объектов в старости столь же хорошо и отчетливо, что и в молодости: наблюдатель деталей небесных светил должен быть прежде всего молодым человеком.

Действительно, меньшие неоднородности хрусталика позволяют применять увеличения с большим зрачком выхода d; увеличение зрачка выхода в квадрате повышает яркость изображения; повышение же яркости изображения в большинстве случаев наблюдений влечет за собой повышение контрастной чувствительности глаза.

В заключение упомянем еще о трех дефектах глаза, снижающих его разрешающую силу.

Во-первых, слезная пленка, увлажняющая роговицу, не ограничена геометрически правильной поверхностью со стороны воздуха, и в первые секунды после моргания на ней появляются значительные горизонтальные волны, быстро, впрочем, успокаивающиеся. Эти волны вызывают временные искажения изображения, часто конкурирующие с искажениями от неоднородностей хрусталика, а иногда их превосходящие.

Во-вторых, на влажную пленку оседают пылинки из воздуха и, если они достаточно крупны, вызывают заметные временные деформации на поверхности жидкой пленки, в результате которых страдает качество изображения. Эти деформации удобнее всего наблюдать в запыленном помещении на внефокальных картинах рис. 46, когда на них неожиданно появляются темные точки, окруженные системой светлых и темных колец, которые как одно целое проплывают по пятну внефокального изображения, пока не выйдут за пределы действующего отверстия глаза. Здесь мы наблюдаем не проекцию самих пылинок, а дифракцию лучей, прошедших через миниатюрные деформированные пылинками участки слезной пленки.

В-третьих, глаз наблюдателя всегда находится в состоянии некоторой как бы вибрации и неспособен строго удерживать в пространстве визирной линии, которая как бы пульсирует в пределах некоторого конуса, тем меньшего, чем лучше нервное и физическое состояние наблюдателя и, по-видимому, чем моложе его возраст.

В результате изображение точки довольно быстро перемещается от одних нервных окончаний сетчатки к другим, вызывая потерю в разрешающей силе. Такие вибрации глаза особенно сильны при приливах крови к голове при ненормальном ее положении. Вот почему выгоднее потерять около 10% света, применяя в телескопе дополнительное зеркало или зенитную призму, чем наблюдать светила с малыми зенитными расстояниями, запрокидывая голову.

12. ГЛАЗ И ЗРЕНИЕ

Подавляющее большинство представлений о внешнем мире человек черпает из зрительных восприятий. При изучении астрономических объектов, с которыми нас связывают единственные нити в виде потоков лучистой энергии, глаз является чуть ли не единственным органом, который их прямо или косвенно воспринимает. Можно, правда, представить себе такой приемник (термоэлемент или фотоэлемент), который в результате трансформации энергии будет реагировать на воспринимаемую энергию в конечном счете звучанием или нагреванием, а значит, даже слепой наблюдатель сможет следить за показаниями такого приемника на слух или на осязание; но, как правило, при всех современных методах астрономических исследований, не только субъективных, но и объективных, окончательным наблюдающим органом является глаз, наблюдает ли он светило непосредственно в окуляре телескопа, или изучает фотонегатив, или делает отсчет на шкале гальванометра при фотометрировании спектрограмм.

У глаза как оптического прибора много недостатков, частично уже выясненных выше, но эти недостатки и производимое ими снижение зрительных восприятий так хорошо сочетаются с условиями наблюдений и друг с другом, что слепую природу или, вернее, многовековой процесс приспособления человеческого организма можно назвать хорошим инженером-конструктором, нашедшим для глаза решение, близкое к оптимальному.

Рассмотрим сперва конструкцию глаза. Глаз (рис. 50) представляет собою с первого взгляда сложный объектив: он состоит из менискообразной *роговой оболочки 1*, из менискообразной жидкой линзы *2*, так называемой *водянистой влаги*, из двояковыпуклой линзы *3 — хрусталика* и из жидкой линзы *4 — стекловидного тела*, к которому непосредственно примыкает экран *5 — сетчатая оболочка*, или *ретина*. Как в каждом хорошем фотообъективе, в глазу имеется диафрагма *6 — радужная оболочка* ирис), регулирующая количество проникающего света.

Но в оптических приборах сложные конструкции объективов применяются ради исправления аберраций, тогда как сложность человеческого глаза обусловлена вовсе не оптическими, а чисто конструктивными соображениями. Действительно, оптическую систему глаза следует надежно защитить, — поэтому первая линза — роговая оболочка — твердая; аккомодирующий хрусталик должен менять свою форму, — поэтому вторая и четвертая линзы жидкие; нервные зрительные окончания должны находиться в жидкой среде, — поэтому глаз осуществлен в виде иммерсионной системы. Но ни сферическая аберрация, в должной мере, ни хроматизм в глазу не исправлены, а потому глаз, даже на оси, теоретически должен рисовать скверные изображения. Почему же мы почти не замечаем этих аберраций и удовлетворены нашим зрительным инструментом в обычных условиях наблюдений? Только потому, что глаз имеет малый диаметр отверстия и малое относительное отверстие и что другие факторы, снижающие резкость изображения, того же порядка, что и аберрации глаза.

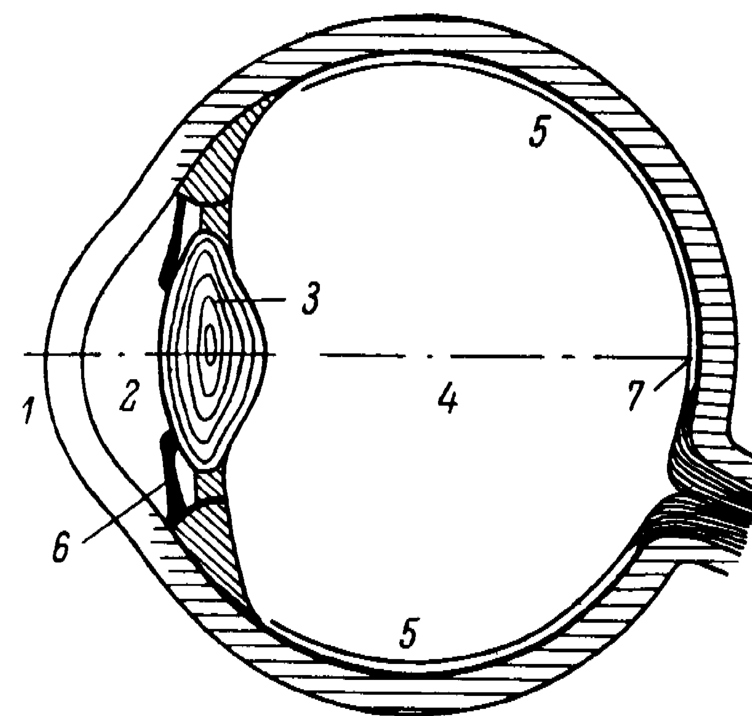


Рис. 50.

Как бы ни были велики угловые аберрации системы, но если ее размеры очень малы, то и волновые аберрации будут малыми и могут уложиться в допуск Рэлея $\lambda/4$, после чего не аберрации, но дифракция будет снижать резкость изображения.

Кроме того, мозаично построенная сетчатая оболочка представляет собою относительно «крупнозернистую пластинку», а потому нет смысла добиваться чрезмерно мелких и четких изображений на сетчатке, если она не может их разрешить.

Наконец, хрусталик, выполняющий фокусировку глаза, как всякий эластичный органический хрящ, обладает, как было показано, заметной оптической неоднородностью, снижающей качество изображения. Здесь, видимо, природа не смогла приготовить в своей лаборатории вещества, оптически более однородного, а в таком случае отпала необходимость в дальнейшем уменьшении аберраций глаза.

В глазу осуществлена совершенно своеобразная конструкция фокусировки, на которую не рискнул пока ни один конструктор оптических приборов. По мере изменения расстояния между предметом и глазом изображение предмета перемещается вдоль оси глаза, а потому только при некотором строго определенном рас-

стоянии изображение может точно прийтись на сетчатке, давая в остальных случаях изображения точек в виде кружков рассеяния. Необходимо для каждого расстояния изменять фокусировку глаза, что глаз и выполняет почти непроизвольно, меняя кривизны поверхностей хрусталика под действием соответственных мышц.* Этот процесс приспособления глаза для резкой видимости предметов на различных расстояниях носит название *аккомодации* глаза.

Роль радужной оболочки была пояснена, и хотя глазной зрачок существует столько же времени, сколько и само человечество, но приблизительное подобие зрачка — диафрагма «Ирис» — было изобретено сравнительно не так давно.

Природа использовала два замечательных средства для уменьшения сферической аберрации глаза, и если она не достигла при этом полного устранения аберрации, то от этого не страдает оригинальность средств.

Первое средство состоит в использовании в глазу асферических поверхностей; действительно, поверхность роговицы близка к эллипсоиду вращения; поверхности хрусталика также асферичны. Асферические поверхности, устраняющие или уменьшающие сферическую аберрацию, человек научился рассчитывать и воспроизводить сравнительно недавно; глаз же человеческий пользуется ими на протяжении сотен тысячелетий.

Второе средство состоит в слоистом строении хрусталика, показатель преломления которого значительно падает от центрального ядрышка к периферии и тем самым уменьшает сферическую аберрацию глаза. К этому способу пока не прибегал ни один конструктор, да, пожалуй, на него до сих пор никто и не обращал должного внимания. Поэтому за одно из своих изобретений, пока не опубликованное, я должен благодарить природу, натолкнувшую меня на удачное решение одной задачи.

Нормальный глаз человека средних лет видит совершенно отчетливо бесконечно удаленные предметы без всякого напряжения мышц хрусталика; по мере приближения предмета из бесконечности до расстояния 250 мм мышца хрусталика напрягается, кривизна поверхности хрусталика возрастает, и отчетливая видимость предмета восстанавливается; при этом не только никаких болезненных, но даже и утомительных ощущений глаз не испытывает. Если для такого наблюдателя предмет ближе 250 мм, то некоторое время наблюдатель может видеть его отчетливо, однако за счет перенапряжения мышцы хрусталика; наконец, на очень близком расстоянии глаз никак не может увидеть предмет отчетливо. У такого *нормального* глаза, как говорят, *дальняя точка* лежит в бесконечности, а *ближняя точка* — на расстоянии 250 мм. Бесконечному расстоянию соответствует сходимость 0 дптр, а расстоянию 250 мм — сходимость 4 дптр. Поэтому у такого глаза запас аккомодации, или ширина аккомодации, равен 4 дптр.

* В самое последнее время автор узнал, что академик В. П. Линник предложил использовать эту же конструкцию для решения одной практической задачи.

Запас аккомодации в сильной степени связан с возрастом человека, с состоянием его нервной системы и с общим состоянием организма. Так, у детей 10-летнего возраста запас аккомодации в среднем около 14 дптр, в 30-летнем возрасте он около 7 дптр, 40—45-летнем возрасте — около 4 дптр, в 60-летнем возрасте — около 1 дптр, а после 75 лет обращается в нуль; старик может видеть предметы отчетливо только с некоторого одного ему свойственного расстояния; говоря образно, но не совсем строго, ему нужно столько очков различных номеров, сколько расстояний до предметов он ожидает при своей работе, так как исчерпан запас аккомодации. Очевидно, в таком же положении оказывается и глаз, лишенный хрусталика (оперированная катаракта). С возрастом перемещаются также дальняя и ближняя точки (старческая дальнозоркость). Если дальняя точка (при ненапряженном хрусталике) лежит не в бесконечности, а на конечном расстоянии перед глазом, — последний называется *близоруким*. Если дальняя точка лежит на конечном расстоянии позади глаза, — последний называется *дальнозорким*. Таким образом, нормальный глаз воспринимает без напряжения и при отчетливой видимости параллельные пучки лучей, близорукий глаз — пучки расходящиеся, а дальнозоркий глаз — пучки сходящиеся.

Сходимость лучей измеряется в диоптриях. 1 дптр есть сходимость пучка при расстоянии до источника 1 м.

Близорукость и дальнозоркость исправляются соответственно подобранными очковыми линзами, преобразующими одну сходимость в другую.

Не во всех местах сетчатой оболочки получаются отчетливые изображения предметов. Мы знаем, что аберрации наклонных пучков — кома, астигматизм, кривизна поля — способны в сильной степени снизить качество изображения. Глаз также не свободен от этих аберраций, из которых только кривизна поля в некоторой степени компенсируется вогнутостью поверхности экрана — сетчатой оболочки.

Поэтому отчетливое изображение предметов можно ожидать лишь в достаточной близости к оси симметрии глаза. Вот почему глаз приспособился рассматривать детали предмета при «прямом» зрении, когда изображение располагается в так называемой *центральной ямке желтого пятна* (рис. 50, 7). «Боковое» же зрение служит нам лишь для общей ориентировки в предметах и в пространстве.

Сетчатая оболочка устлана мельчайшими светочувствительными нервными окончаниями: палочками и колбочками. Общее число палочек и колбочек — более 100 миллионов в каждом глазу, причем первых приблизительно в 20 раз больше, чем вто-

рых. На периферических частях сетчатки находятся почти исключительно палочки; по мере приближения к желтому пятну процент колбочек возрастает; в желтом пятне колбочек значительно больше, чем палочек, и, наконец, в центральной ямке сосредоточены одни только колбочки.

Палочки и колбочки различно чувствительны к свету и к цвету. Так, палочки не различают цветов, но в высокой степени чувствительны к свету; колбочки же значительно менее чувствительны к свету, зато они различают цвета. Мы видим окружающий мир в виде цветной картины за счет колбочкового аппарата и притом тогда, когда он освещен достаточно ярко. При малых освещенностях колбочки перестают различать цвета, хотя продолжают реагировать на свет; при еще меньших освещенностях колбочковый аппарат перестает действовать, палочки же еще продолжают ощущать свет; наконец, наступает такой *порог* освещенности сетчатки, когда и палочковый аппарат перестает ощущать свет.

Рассмотрим процесс наблюдения астрономических объектов. Мы наблюдаем достаточно яркое светило, например Луну, Марс, Юпитер. Чтобы отчетливо видеть детали, мы фиксируем глаз так, чтобы изображение интересующей нас детали расположилось в центральной ямке. В это время у нас работает исключительно колбочковый аппарат, и, различая отчетливо детали, мы, кроме того, хорошо чувствуем их цвета: серо-зеленые «моря» и оранжевые «пустыни» Марса, окраску лунных деталей или экваториальных полос Юпитера и т. д. Таким же образом мы различаем цвета звезд, если они достаточно ярки для данного телескопа.

Но вот мы переходим от ярких звезд к слабым и замечаем, что их окраска совершенно однообразна: они представляются нам серого цвета. Слабые звезды кажутся бесцветными только потому, что освещенность от них на сетчатке недостаточно велика, чтобы вызвать цветовое раздражение; в более сильный телескоп эти же звезды обнаружат свой истинный цвет.

Как было сказано, изображение наблюдаемого предмета следует расположить в центральной ямке желтого пятна, если нужно рассмотреть его в деталях. Это место сетчатки является наиболее переутомленным, так как за долгую жизнь наблюдатель постоянно им пользуется и так как, по теории вероятности, оно чаще других областей сетчатки подвергалось слепящему действию слишком ярких источников света. Отсюда есть основание ожидать пониженную чувствительность к свету области желтого пятна.

Но есть и другая веская причина, по которой желтое пятно и особенно центральная ямка менее чувствительны к свету; вспомним, что в желтом пятне относительно мало палочек, а в центральной ямке они и вовсе отсутствуют; колбочковый же аппарат менее светочувствителен, чем палочковый. Поэтому если слабосветящийся предмет перестает быть видим при прямом зрении,

то он снова становится видимым при боковом зрении. Так, для обнаружения слабосветящихся туманностей или комет выгодно пользоваться боковым зрением, и если при этом мы плохо различаем контуры и детали, то по крайней мере в и д и м объект, недоступный обнаружению при прямом зрении.

При наблюдении предельных звезд боковое зрение хотя и помогает, но в значительно меньшей степени, так как их изображения на сетчатке в значительной степени размазаны аберрациями наклонных пучков, т. е. имеют сниженную яркость.

Колбочковый аппарат в разной степени чувствителен к лучам различной длины волны (цвета), хотя бы эти монохроматические излучения и имели одинаковые мощности. Установлено, что глаз среднего наблюдателя наиболее чувствителен к лучам длины волны, близкой к $\lambda_0=0.555$ мкм, и что чувствительность глаза стремится к нулю по мере удаления от λ_0 в обе стороны к концам «видимого» спектра. Если чувствительность глаза к лучам λ_0 принять за единицу или за 100%, то чувствительность к лучам других длин волн может быть представлена кривой рис. 51, на котором по оси абсцисс отложены длины волн в микронах, а по оси ординат — коэффициенты v_λ спектральной чувствительности глаза.

Таблица 31

λ, мкм	Коэффициент видимости v_λ	Солнечная радиация, достигающая земли	Коэффициент видимости для солнца в зените	λ, мкм	Коэффициент видимости v_λ	Солнечная радиация, достигающая земли	Коэффициент видимости для солнца в зените
1	2	3	4	1	2	3	4
0.40	0.0004	0.702	0.0003	0.58	0.870	—	—
0.41	0.0012	—	—	0.59	0.757	—	—
0.42	0.0040	0.749	0.0030	0.60	0.631	0.797	0.503
0.43	0.0116	—	—	0.61	0.503	—	—
0.44	0.023	0.886	0.020	0.62	0.381	—	—
0.45	0.038	—	—	0.63	0.265	—	—
0.46	0.060	0.993	0.060	0.64	0.175	—	—
0.47	0.091	1.000	0.091	0.65	0.107	0.667	0.071
0.48	0.139	0.992	0.138	0.66	0.061	—	—
0.49	0.208	—	—	0.67	0.032	—	—
0.50	0.323	0.975	0.315	0.68	0.017	—	—
0.51	0.503	—	—	0.69	0.0082	—	—
0.52	0.710	—	—	0.70	0.0041	0.534	0.0022
0.53	0.862	—	—	0.71	0.0021	—	—
0.54	0.954	—	—	0.72	0.00105	—	—
0.55	0.995	0.913	0.909	0.73	0.00052	—	—
0.555	1.000	—	—	0.74	0.00025	—	—
0.56	0.995	—	—	0.75	0.00012	—	—
0.57	0.955	—	—	0.76	0.00006	—	—

Кривую спектральной чувствительности глаза часто называют *кривой видимости* или *кривой видности*. Для построения кривой видимости использован 2-й столбец табл. 31, согласно международному соглашению.

В 3-м столбце таблицы приведены спектральные коэффициенты солнечной радиации, достигающей земли при положении Солнца в зените, частично нам знакомые из табл. 23.

Перемножение чисел столбцов 2 и 3 дает числа столбца 4, т. е. числа кривой видимости для Солнца в зените. Последняя кривая нанесена пунктиром на рис. 51.

Из сопоставления двух кривых рисунка следует, что достигающая земли солнечная радиация, имеющая максимум в сине-голубой части спектра, сдвигает максимум кривой видимости с $\lambda=0.555$ мкм приблизительно на 0.005 мкм в сторону коротких волн. Но если Солнце не в зените или если воздух недостаточно прозрачен, то максимум пунктирной кривой может сместиться не влево, а вправо на рис. 51.

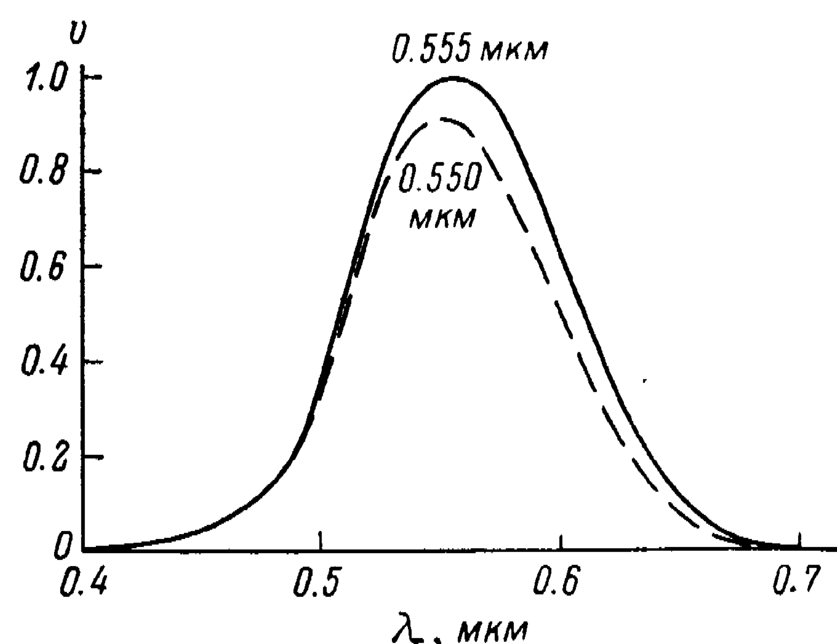


Рис. 51.

Область спектра от $\lambda\approx0.400$ мкм до $\lambda\approx\approx0.750$ мкм, на краях которой видимость близка к нулю, называется *видимой областью спектра*. Более тонкие исследования показывают, что пороги чувствительности глаза к свету лежат значительно дальше по одну и по другую сторону от тех пределов, которыми мы довольно условно ограничили видимую область спектра.

Для колбочкового аппарата максимум спектральной чувствительности соответствует $\lambda_0=0.555$ мкм, а для палочкового аппарата он сдвинут в сторону коротких волн и соответствует $\lambda\approx0.510$ мкм. Впрочем, как первое (принятое международным соглашением), так и второе число не являются строгими константами и подвержены заметным колебаниям не только у различных лиц, но и у одного и того же наблюдателя для его левого и правого глаза. Так, много лет тому назад я обратил внимание на различие оттенков одного и того же фона при поочередном его наблюдении то левым, то правым глазом: для одного глаза фон кажется слегка розоватым, а для другого слегка голубоватым. В дальнейшем я то же слышал от нескольких лиц, замечавших у себя различие в спектральной чувствительности левого и правого глаза.

Кривыми рис. 51 можно пользоваться как хорошей ориентировкой не только в вопросах наблюдений невооруженным глазом, но и в вопросах наблюдений с помощью оптического инструмента, так как светопотери в линзах в границах видимого спектра, во-первых, достаточно малы и, во-вторых, достаточно постоянны, а потому не могут заметным образом переместить максимум и изменить форму кривой видимости. Эти потери, а также потери света при отражении от алюминированных зеркал могут со значительным правдоподобием рассматриваться как нейтральные.

Впрочем, для точных расчетов следует учитывать и поглощение по спектру в оптических стеклах, и потери по спектру при отражении от алюминированных зеркал.*

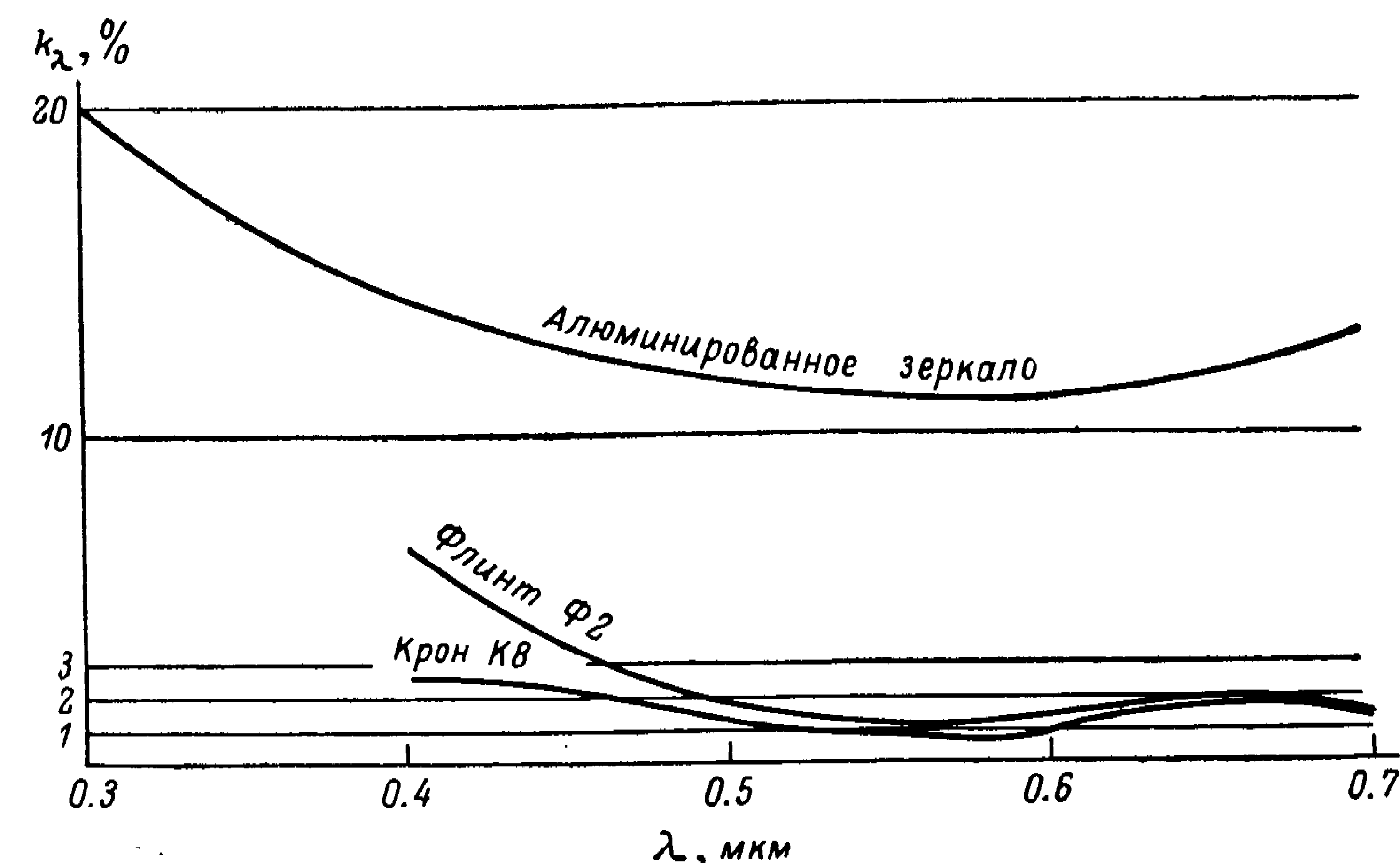


Рис. 52.

Для этого на рис. 52 приведены спектральные кривые светопоглощения в 1 см толщины для двух сортов наиболее ходовых оптических стекол (крона К8 и флинта Ф2) и спектральная кривая k_λ потерь света при отражении от алюминированного зеркала.

Заметим, что кривые для крона и флинта имеют 10-летнюю давность и менее благоприятны, чем у современных стекол; к тому же они характеризуют собою не наименьшее, а среднее, наиболее вероятное светопоглощение.

Заметим также, что кривая светопотерь в алюминированном зеркале до известной степени характеризует современное состояние техники алюминирования и не учитывает возможного прогресса в нанесении на зеркало алюминиево-магниевых слоев с более высокими коэффициентами отражения.**

* Серебренные астрономические зеркала скоро будут навсегда сданы в архив.

** В настоящее время для повышения коэффициента отражения до 95—97% в ультрафиолетовой и видимой областях спектра применяются многослойные диэлектрические покрытия. — *Прим. ред.*

При исследовании вопроса о разрешающей силе было указано на способность глаза различать весьма слабые контрасты. Представим себе (рис. 53), что глаз наблюдает два соприкасающихся поля, каждое из которых имеет постоянную яркость, но яркость B_1 больше яркости B_2.

Граница между двумя полями ничем не отмечена, кроме различия яркостей полей.

Контрастом γ назовем величину

$$\gamma = \frac{B_1 - B_2}{B_1} = \frac{\Delta B_{1,2}}{B_1}. \qquad (78)$$

Пока контраст велик, глаз совершенно уверенно распознает, что одна часть поля ярче другой. Начнем снижать контраст до такого значения, при котором глаз еще различает его на пределе. Такой предельно различимый контраст обозначим буквой γ_0; оказывается, что γ_0 есть функция яркости B_1, имеющая наименьшие значения при яркостях не выше и не ниже некоторых, установленных экспериментом.

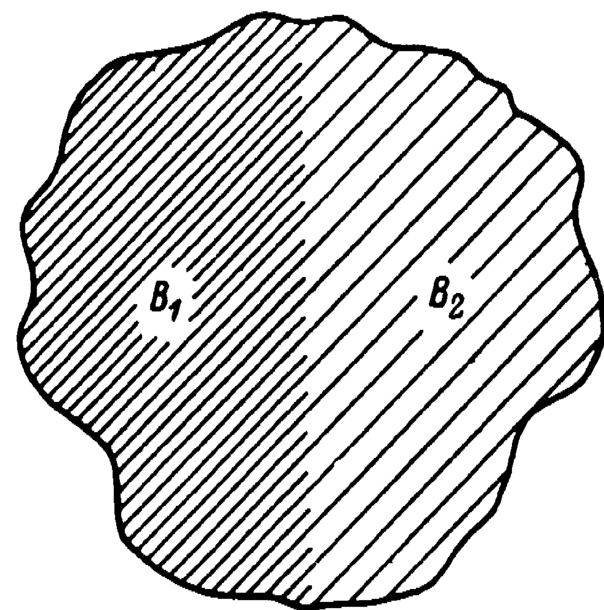


Рис. 53.

Опытный наблюдатель при благоприятно подобранном освещении и в случае достаточно протяженных соприкасающихся полей способен различить контраст $\gamma_0 \approx 1/200 = 0.5\%$; но, во-первых, это число относится к сравнительно редким наблюдателям и, во-вторых, условия двух полей рис. 53 являются идеализированными и редко встречающимися на практике. Поэтому средний наблюдатель уверенно различает контрасты порядка 1.5—2% в условиях оптимальной яркости поля. Ввиду трудности и субъективности эксперимента значения контрастной чувствительности *среднего глаза* у различных авторов довольно сильно различаются.

Таблица 32

B, сб	10^{-9}	10^{-8}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1
γ_0, %	100	50	29	14	5.3	2.7	1.8	1.7	1.8	2.2

В табл. 32 приведены значения предельно различимого контраста γ_0 по Наттингу для различных яркостей поля B, измеряемых в стильбах.

Откладывая по оси абсцисс рис. 54 логарифмы яркости $\lg B$, а по оси ординат — предельно различимый контраст γ_0, построим

кривую $\gamma_0 = \varphi(B)$. Обратная ей кривая $1/\gamma_0$, изображенная на рисунке пунктиром, характеризует *контрастную чувствительность* глаза. Контрастная чувствительность глаза высока, а значит, предельно различимый контраст мал, когда яркость наблюдаемого объекта измеряется десятыми, сотыми, тысячными и десятитысячными долями стильба. Так, при яркостях в пределах от 0.0005 до 0.4 сб предельно различимый контраст ниже 2%. Если это справедливо для среднего наблюдателя, то для искусного и опытного наблюдателя γ_0 может опуститься до 1% в том же интервале яркостей; поэтому принятая нами ранее величина $\gamma_0 = 1.5\%$ является достаточно обоснованной и правдоподобной.

При наблюдении туманностей, яркость которых имеет порядок 10^{-7} сб (табл. 14), мы едва различаем контрасты порядка 30%, и это при равнозрачковом или близком к нему увеличении; а потому нет ничего удивительного, что детали туманностей (например, спиральное строение внегалактических туманностей) усматриваются лишь на пределе в самые мощные телескопы и что только фотография способна рассказать нам с достаточной полнотой об их истинной форме.

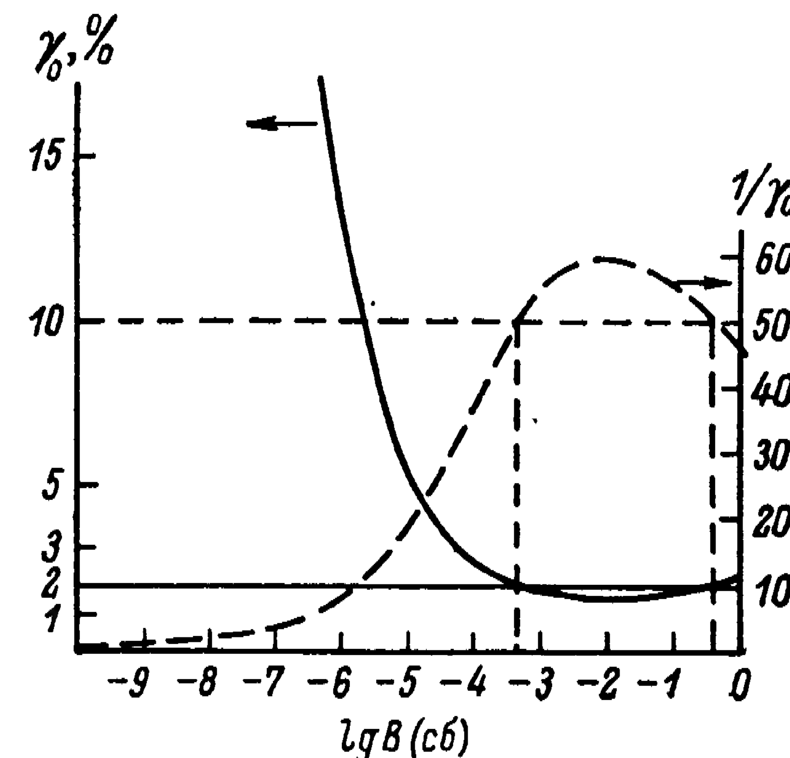


Рис. 54.

Все предыдущие рассуждения о различении контрастов справедливы лишь при условии, что глаз адаптирован к наблюдаемой яркости. А так как *адаптация*, т. е. приспособление глаза к условиям освещения, требует времени и притом значительного, то при переходе со света к наблюдению слабосветящихся объектов, например туманностей, мы первое время ничего не различаем, несмотря на наличие достаточных для различения контраста и яркости. Таким же образом при переходе из темноты на свет глаз не различает значительных, более чем доступных для различения контрастов, но испытывает слепящее действие от таких яркостей, которые не только не раздражают его в обычных условиях наблюдений, но даже являются оптимальными.

Вкратце механизм адаптации обусловлен четырьмя факторами: 1) изменением диаметра глазного зрачка, регулирующего освещенность на сетчатке; 2) восстановлением чувствительности нервных окончаний после сильных раздражений; 3) восстановлением светочувствительности особого вещества — зрительного пурпура; 4) перемещением пигментного поглощающего свет вещества, защищающего от света зрительные окончания или, наоборот, их оголяющего. Первый и четвертый факторы вызваны физиологической причиной, но имеют чисто физические смысл и последствия;

второй фактор — вполне физиологического характера, а третий фактор — характера физико-химического.

Различают два вида адаптации: адаптацию к свету и адаптацию к темноте. Первая протекает значительно быстрее второй и не представляет для астронома особого интереса; вторая чрезвычайно важна для астронома-наблюдателя, и завершается она через сравнительно большой отрезок времени после перехода глаза со света в темноту.

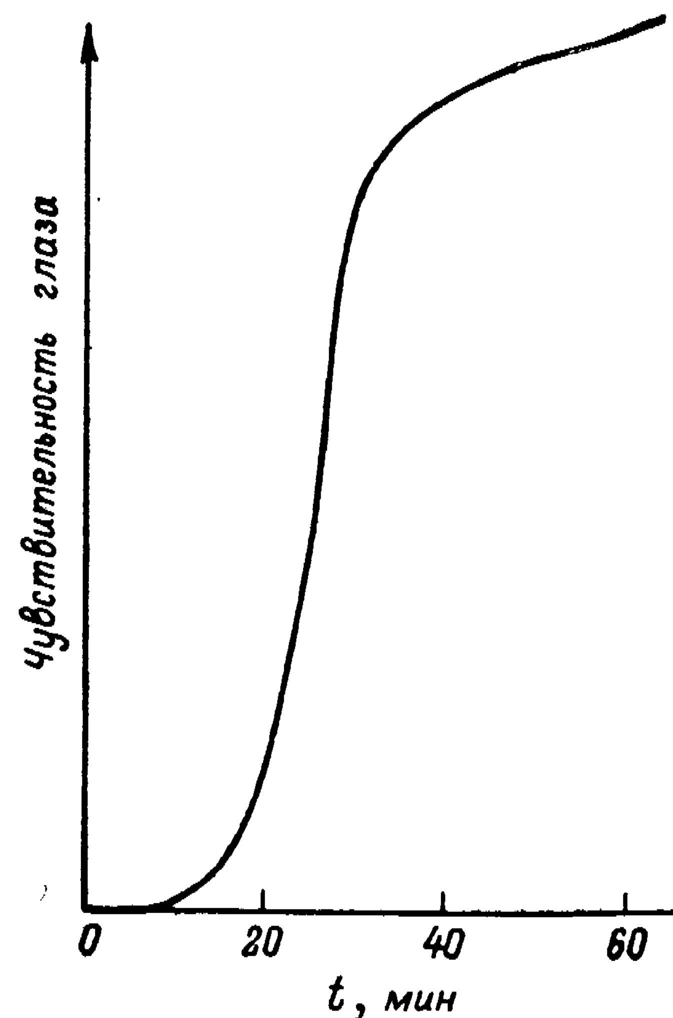


Рис. 55.

При адаптации глаза к темноте его пороговая чувствительность к световым раздражениям значительно превосходит светочувствительность лучших физических приборов, а именно: световая энергия мощностью $2.5 \cdot 10^{-9}$ эрг/с достаточна, чтобы вызвать в глазу первые следы светового раздражения. Но такую чувствительность глаз приобретает в темноте не сразу. Рис. 55 изображает зависимость чувствительности глаза от времени t пребывания глаза в темноте, если предварительно он находился на ярком свету.

Так, в первые 10 мин пребывания в темноте чувствительность глаза еще очень мала; она затем возрастает приблизительно в 100 раз по прошествии последующих 50 мин, начиная от 10-й и кончая 60-й минутой, когда достигается почти полная адаптация глаза к темноте.

Начинается же кривая рис. 55 практически с нуля, и если сравнить чувствительности глаза после полуминутного пребывания в темноте и после часового, то во втором случае чувствительность глаза оказывается в $\sim$10 000 раз большей.

На долю реагирующего на свет зрачка выпадает очень скромная роль. Пусть при переходе от света к темноте зрачок расширился с 2 до 8 мм; но в этом случае может произойти повышение чувствительности глаза не более чем в 16 раз,* но никак не в 10 000 раз.

Кроме того, зрачок очень быстро реагирует как на свет, так и на темноту. Мои наблюдения позволяют изобразить на рис. 56 измерения диаметра моего глазного зрачка $d_г$ во времени. Здесь,

* В случае наблюдения точечных объектов выигрыш получается меньший из-за аберраций глаза и неоднородностей хрусталика, более грубых на его периферии.

при некотором значительном затемнении комнаты, диаметр зрачка удерживал приблизительно постоянный размер $d_г \approx 6.4$ мм с небольшими колебаниями, порядка одной-двух десятых миллиметра, непроизвольного характера. При включении перед глазом электрической лампы диаметр зрачка быстро уменьшался до величины $d_г \approx 3.1$ мм, затрачивая на это около 1.5—2 с, и дальше, с незначительными пульсациями порядка 0.1 мм, удерживал этот размер до момента выключения лампы и перехода к относительной темноте. После этого сначала замедленно, затем быстро и под конец весьма замедленно зрачок восстанавливал свой прежний диаметр $d_г \approx 6.4$ мм, затрачивая на последнюю операцию около 13—15 с, из которых в первые 5—7 с происходило быстрое, почти полное восстановление диаметра.

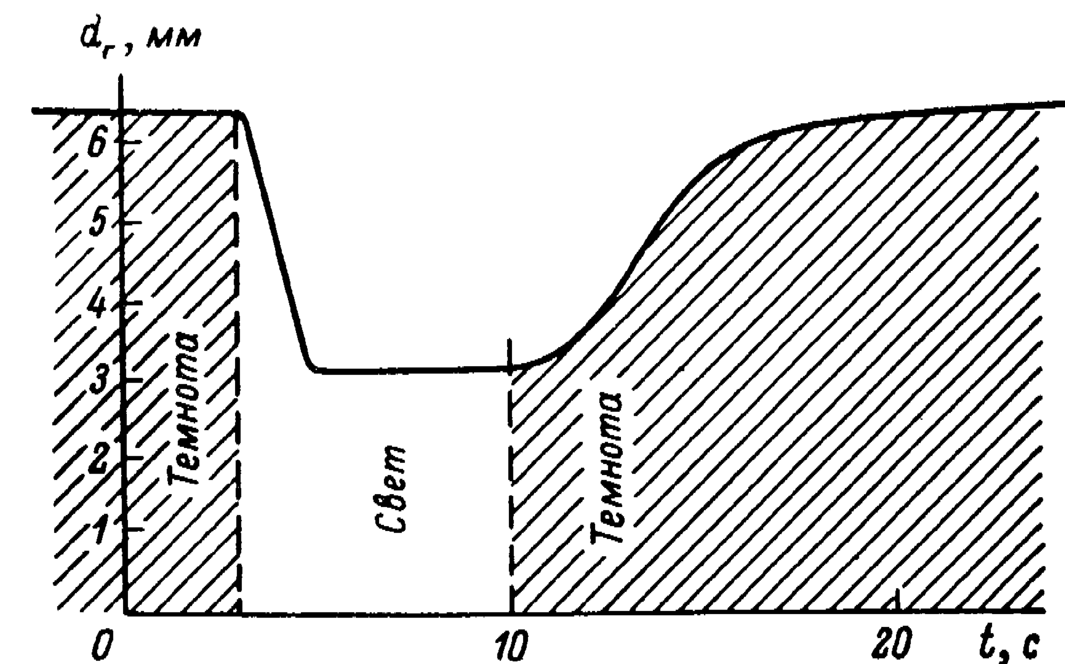


Рис. 56.

Таким образом, время реагирования зрачка измеряется секундами, а время адаптации — десятками минут.

Переходим к заключительному и наиболее важному вопросу о разрешающей силе вооруженного и невооруженного глаза, очень неполно и почти всегда неправильно трактуемому в литературе.

Мои многолетние работы в этом направлении, описанные выше методы измерения диаметра действующего отверстия глаза, наблюдения неоднородностей хрусталика, а также примененный метод измерения разрешающей силы позволили внести некоторую ясность в этот вопрос и не только констатировать экспериментальные факты, но в значительной степени и объяснить их неизбежность.

До сих пор к вопросу о разрешающей силе вооруженного глаза подходят приблизительно следующим образом: если невооруженный глаз разрешает $60''$, то при увеличении G инструмента разрешаемый угол обращается в $60'' : G$; если полученное при этом число больше теоретического разрешаемого угла $p = 140''/D$ (как

это часто принимают), то не происходит полного использования теоретической разрешающей силы объектива и увеличение можно повысить до такого значения G', при котором

$$\frac{60''}{G'} = \frac{140''}{D}, \tag{79}$$

откуда

$$G' = 0.43D, \tag{80}$$

где D выражено в миллиметрах.

При этом зрачок выхода d' однозначно определяется как

$$d' = 2.33 \text{ мм}. \tag{81}$$

Увеличения, превышающие G', бесполезны, так как не повышают разрешающей силы; если же они и применяются, то, так сказать, для большего комфорта наблюдения, когда изображения видны в более крупном масштабе. Несоответствие таких умозрительных заключений с экспериментом заставило более осторожных авторов рекомендовать превосходить увеличение G' приблизительно в 3 раза, не объясняя, впрочем, причины несоответствия. Так, Данжон и Кудер называют увеличение G' «разрешающим» увеличением, численно выражая его более правильным числом $G' = 0.5D$, так как вместо $p = 140''/D$ ими принята более правильная величина $p = 120''/D$; в то же время они рекомендуют повышать его в ~ 3 раза для целей разрешения двойных звезд и наблюдения мелких деталей, тем самым лишая смысла термин «разрешающее увеличение».

Достаточно полные представления о разрешающем увеличении я имел еще в 1924 г., но моя статья,* к сожалению, осталась незамеченной как оптиками, так и астрономами. Тогда же я в основном владел излагаемой здесь методикой исследования, подвергшейся, впрочем, некоторым усовершенствованиям за истекшие 19 лет.

Начнем с того, что предельный разрешаемый угол для невооруженного глаза вовсе не $60''$, а величина в среднем бóльшая, переменная для различных наблюдателей и зависящая от условий наблюдений.

Наблюдения двойных звезд различной яркости и наблюдения мир дают разные значения для разрешаемого угла; кроме того, изменение диаметра зрачка приводит к значительному изменению разрешающей силы; все это имеет место для одного и того же наблюдателя. Если и существуют наблюдатели, разрешающие в особо благоприятных условиях двойные звезды с взаимным расстоянием $60''$, то таких наблюдателей может быть сравнительно очень немного. Для среднего же наблюдателя число $60''$, по-видимому, явно и сильно преуменьшено.*

* Д. Максутов. Минимальное и максимальное увеличение телескопа. — Мироведение, 1925, № 2, с. 265.

Так как формула $p_5 = 120''/D$ (или, еще строже, $p_{1.5} = 114''/D$) введена для случая двойной звезды с компонентами одинаковой яркости, то и тест-объектом при измерении разрешающей силы глаза должна служить двойная звезда (искусственная, конечно).

Можно было бы пользоваться для тех же целей мирами (рис. 24), так как по счастливой случайности формулы (23) и (24) практически равнозначны формулам (20) и (21); но если дифракция в одинаковой степени влияет на разрешение таких мир и двойных звезд, то это еще не значит, что и сферическая аберрация, и неоднородности глаза одинаково снизят разрешающую силу как в случае наблюдения миры, так и в случае наблюдения двойной звезды. Кроме того, мелкие детали на дисках планет значительно ближе к картине двойной звезды, чем к картине миры, почти нереальной в условиях практических наблюдений.

Поэтому в качестве объекта для наблюдений следует брать искусственную двойную звезду. Двойная звезда была мною выполнена в виде двух отверстий (в фольге) диаметром около 60 мкм при их взаимном расстоянии l около 1400 мкм. Такие «звезды» и при таком расстоянии достаточно близки к точкам, для которых выведены формулы разрешаемых углов, а расстояния от объекта до глаза наблюдателя, оказывающиеся порядка 1—2 м, достаточно велики, чтобы измерять их просто и с необходимой точностью и чтобы не прибегать к смене очков при их изменениях.

Для повышения монохроматичности изображения сзади искусственной двойной звезды следует расположить зелено-желтый светофильтр с максимумом пропускания вблизи $\lambda = 0.555$ мкм. Двойную звезду следует засветить сзади от электрической лампы с помощью конденсора так, чтобы со стороны наблюдателя и в пределах достаточного телесного угла каждая из звезд представлялась одинаково яркой.

Теперь переходим к наблюдению и разрешению звезды при различных диаметрах $d_г$ действующего отверстия глаза, изменяя расстояние L между глазом и двойной звездой до тех пор, пока она не представится разрешаемой на пределе. Зная расстояние l между точечными отверстиями в фольге тест-объекта и зная расстояние L между объектом и глазом, определяем предельный угол разрешения $p_г$ как функцию диаметра $d_г$ действующего отверстия

* Большую путаницу в вопросе о разрешающей силе глаза внесли так называемые кольца Ландольта, применяемые физиологами для измерения якобы разрешающей силы глаза. В действительности кольца Ландольта позволяют говорить о различающей, но никак не о разрешающей силе глаза, и к ним совершенно неприменимы формулы $p = 120''/D$ или $p = 140''/D$. Кольца Ландольта — это усложненный случай рис. 15, поэтому неудивительно, что они часто дают значение для «разрешаемого» угла p, близкое к $20''$, т. е. величину, несовместимую не только с оптической теорией реального глаза, но даже с дифракционной теорией идеального глаза.

глаза. Расстояние l измерено на компараторе; расстояние L измеряется стальной (жесткой) рулеткой или на оптической скамье со шкалой и с передвижной кареткой.

Остается рассказать о способе диафрагмирования зрачка до того или иного значения $d_г$, для чего на рис. 57 схематически пояснена примененная методика.

В пластинке A засверлен и тщательно обработан ряд конических отверстий *1*, *2*, *3*, *4* и т. д. Диаметры отверстий точно измерены на компараторе. Расстояния между осями отверстий одинаковые, а диаметры отверстий возрастают по заранее выбранной *геометрической прогрессии* так, что наименьшее отверстие имеет, например, около 0.5 мм, а наибольшее — около 5 мм. Глаз наблюдателя ($Г$) располагается сзади любого из отверстий и наблюдает двойную звезду. Но при 10-кратном различии в диаметрах крайних отверстий получилось бы стократное изменение яркости наблюдаемой звезды, а это совершенно недопустимо для получения сравнимых и строгих результатов. Поэтому для выравнивания световых потоков, проходящих через отверстия различного диаметра, вплотную к пластинке A присоединяется грубый фотометрический клин B, стеклянный, желатиновый с красителем или фотографический, выбранный с такой константой, при которой происходит приблизительное уравнивание потоков, проходящих через крайние отверстия. Если это достигнуто для крайних отверстий, то при принятом нами способе изготовления диафрагмы A то же самое оказывается достигнутым и для остальных отверстий с большей, чем это необходимо, точностью.

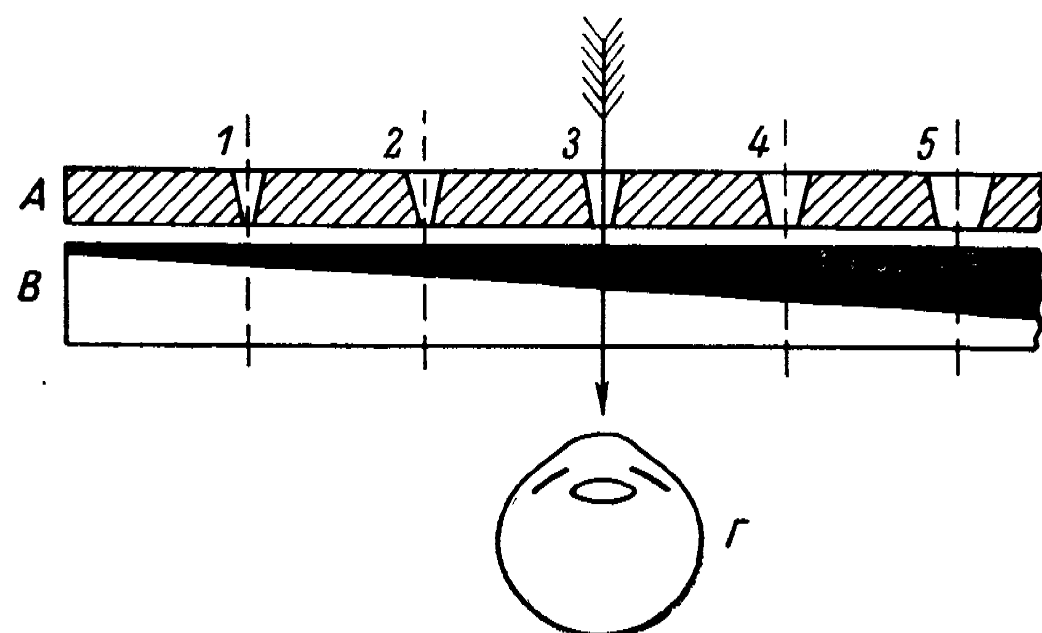


Рис. 57.

Так мы устраняем произвол из-за различия величины световых потоков.

Возможны и другие способы изменения величины светового потока, проникающего через отверстия диафрагмы в глаз. Так, удовлетворительный результат дает наблюдение поляризованной

двойной звезды с помощью анализатора у глаза наблюдателя, причем в качестве поляризатора и анализатора можно применять поляроиды; или еще возможен способ регулирования яркости двойной звезды с помощью реостата в цепи осветительной лампы.

Но наиболее рациональным оказывается комбинированный способ клина в сочетании с поляроидами или с регулировкой накала лампы реостатом, так как он позволяет переходить от «слабой» двойной звезды к «яркой», — одинаково яркой или слабой для всех отверстий диафрагмы A.

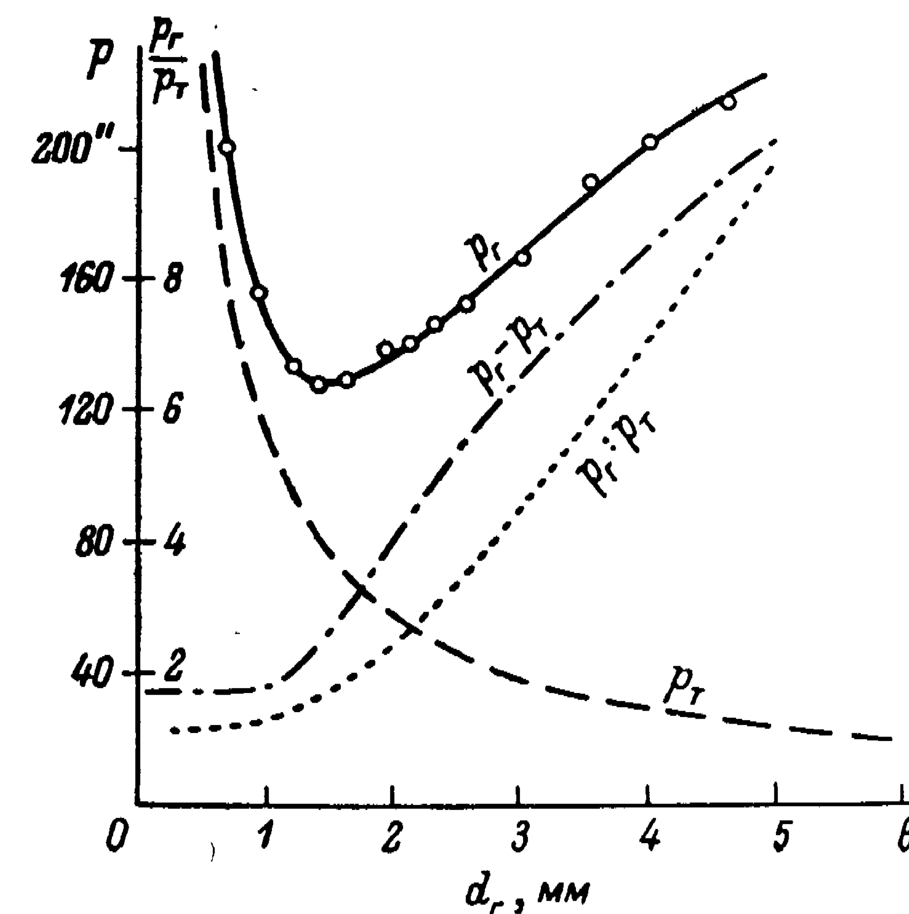


Рис. 58.

Большое число экспериментов позволило установить следующие значения предельного угла разрешения, которые наносим в виде 13 точек на рис. 58, соответствующих 13 значениям диаметров $d_г$ примененной диафрагмы. Сплошная кривая рисунка хорошо характеризует предельное разрешение $p_г$ как функцию диаметра $d_г$ действующего отверстия глаза. Пунктирная кривая изображает таким же образом теоретическое предельное разрешение, вычисленное по формуле (20), которое обозначим через $p_т$. Как видим, кривые расходятся и тем сильнее, чем больше диаметр зрачка.

Отставание одной кривой от другой удобно характеризовать отношением $p_г/p_т$; этот коэффициент всегда больше единицы и численно показывает, во сколько раз практическая разрешающая сила невооруженного глаза меньше теоретической. Коэффициент $p_г/p_т$ изображен на том же рисунке в виде точечной кривой.

В табл. 33 даны усредненные значения $p_г$, $p_г/p_т$ и $p_г—p_т$ для различных диаметров отверстия глаза; кривая $p_г—p_т$ представ-

Таблица 33

$d_г$, мм	$p_г$	$p_т$	$p_г/p_т$	$p_г - p_т$	p_d
1	2	3	4	5	6
0.6	225″	190″.0	1.18	35″.0	135″ : D
0.7	198	163.0	1.21	35.0	138 : D
0.8	178	142.5	1.25	35.5	142 : D
0.9	162	126.8	1.28	35.2	146 : D
1.0	149	114.0	1.31	35.0	149 : D
1.1	141	103.5	1.36	37.5	155 : D
1.2	135	95.0	1.42	40.0	162 : D
1.3	131	87.7	1.49	43.3	170 : D
1.4	129	81.4	1.58	47.6	180 : D
1.5	128	76.0	1.68	52.0	192 : D
1.6	129	71.3	1.81	57.7	206 : D
1.7	130	67.0	1.94	63.0	221 : D
1.8	132	63.3	2.08	68.7	237 : D
2.0	137	57.0	2.40	80.0	274 : D
2.2	143	51.8	2.76	91.2	314 : D
2.5	152	45.5	3.34	106.5	381 : D
3.0	167	38.0	4.40	129.0	502 : D
3.5	184	32.5	5.66	151.5	645 : D
4.0	199	28.5	6.98	170.5	796 : D
4.5	213	25.5	8.36	187.5	954 : D
5.0	223	22.8	9.80	200.2	1120 : D

лена на рис. 58 в виде точечно-пунктирной линии. Рис. 58 и табл. 33 позволяют сделать чрезвычайно важные выводы.

Мой невооруженный глаз, как видно из хода кривой $p_г$, обладает наивысшей разрешающей силой при $d_г=1.5$ мм; в этом случае он разрешает на пределе угол $p_г=128''$ для желто-зеленой двойной звезды. С уменьшением и с увеличением диаметра зрачка разрешающая сила падает — круто в случае уменьшения зрачка и полого в случае его увеличения; при $d_г=0.6$ мм, так же как и при $d_г=5$ мм, глаз разрешает двойную звезду при взаимном расстоянии не менее

$$p_г \approx 225'' \approx 3'.7.$$

Предельный разрешаемый глазом угол $p_г$ всегда больше теоретического $p_т$, а их отношение, близкое к единице при малых зрачках, быстро и почти прямолинейно растет при зрачках более 1.5 мм. В то время как при зрачках менее 1 мм глаз почти полностью использует свою теоретическую разрешающую силу, при $d_г=5$ мм, например, он использует от нее не более 10%. Отсюда вывод: нет смысла добиваться особенно высокого качества изготовления оптики тех визуальных приборов, которые работают при больших зрачках выхода; все равно глаз не сможет использовать их первоклассное качество, требуемое теорией дифракционного изображения.

Разность $p_г - p_т$ между практическим и теоретическим разрешаемым углом при зрачках до 1 мм держится на весьма постоянном уровне около 35″, а затем резко и почти прямолинейно начинает возрастать с ростом диаметра зрачка, достигая 200″ при $d_г=5$ мм. Кривую $p_г - p_т$ я позволил себе без строгого на то права продолжить в область малых зрачков, удерживая ее вплоть до $d_г=0$ на уровне 35″. Этим я хотел выразить то убеждение, что при сколь угодно малом диаметре зрачка кривая $p_г$ будет превышать кривую $p_т$ на одну и ту же величину и что эта величина, равная приблизительно 35″, обусловлена *мозаичным строением* сетчатки.

Действительно, расстояние между центрами колбочек в центральной ямке желтого пятна, по разноречивым материалам различных авторов, заключено в пределах от 1.5 до 3.5 мкм. Если взять экспериментальные материалы Эстерберга и предположить, что колбочки упакованы на сетчатке по системе пчелиных сот, то расстояние между их центрами должно быть 3.2 мкм. Мы не сделаем, вероятно, большой ошибки, если установим это расстояние равным 3 мкм. А в таком случае угол, стягивающий центры соседних колбочек из задней узловой точки глаза, равен 40″ — величине, более чем близкой к 35″, полученным мною из опыта.

Не будем настаивать на том, что кривые рис. 58 вполне свободны от небольших погрешностей; не будем настаивать также на том, что мозаика сетчатки всегда должна прибавлять к разрешаемому углу строго одну и ту же величину, вычисленную из расстояний между центрами колбочек и притом в полной ее мере; или, что в угол 35″ не входит угловой диаметр наших точечных отверстий двойной звезды, близкий к 8″ для средних расстояний L; или, что сюда не входит как некоторое слагаемое эффект дрожания визирной линии. Но можно настаивать на утверждении, что близкий к горизонтальному ход кривой $p_г - p_т$ при малых зрачках выхода объясняется в основном мозаичным строением сетчатки.

Когда диаметр $d_г$ приближается к 1 мм, в силу вступает действие *неоднородностей* хрусталика. Как было показано ранее, это справедливо, если пучок лучей проходит через центральную часть хрусталика; при пучке, смещенном к периферии хрусталика, перелом у кривой $p_г - p_т$ наступал бы раньше для $d_г$, близкого к ~ 0.7 мм.

В силу характера неоднородностей хрусталика кривая $p_г - p_т$ должна быстро возрасти при сравнительно небольшом увеличении зрачка сверх $d_г \approx 1$ мм, после чего рост кривой $p_г - p_т$ вскоре должен замедлиться, так как деформация фронта волны местными неоднородностями при этом достигается почти максимальная и, если она продолжает еще расти, то только потому, что хрусталик менее однороден в периферических частях, чем в центре. Однако кривая $p_г - p_т$ неуклонно продолжает расти с увеличением $d_г$.

Причиной, обусловливающей такой избыточный рост, оказывается *сферическая аберрация* глаза, ничтожно малая при малых зрачках и весьма значительная при больших зрачках.

Сферическая аберрация глаза может быть измерена описанным выше методом растра.

Кривые рис. 58 можно расшифровать на следующем схематическом рис. 59.

Глаз, если бы он был идеальным оптическим прибором, разрешает не больший угол, чем это ему позволяет дифракция; строим на рисунке соответственную кривую.

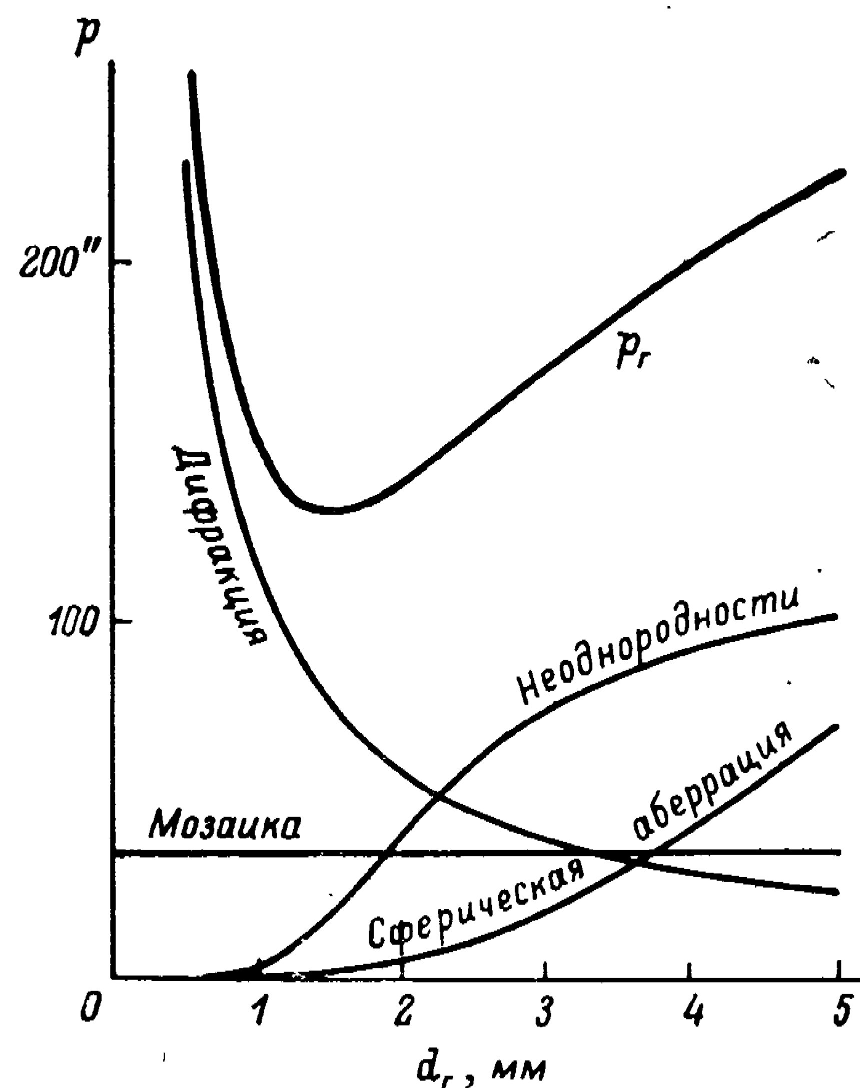


Рис. 59.

Но разрешающая сила экрана-сетчатки не беспредельно велика. Поэтому мозаика глаза расширяет дифракционные изображения, снижая разрешающую силу; строим соответственную кривую или, вернее, прямую, параллельную оси абсцисс. Размытие дифракционного изображения происходит, кроме того, в силу сферической аберрации, условную кривую которой строим на рисунке.

Наконец, неоднородности глаза в свою очередь размывают изображение и снижают разрешающую силу; строим соответственно последнюю условную кривую.

Если просуммировать эти четыре кривые, то получится результирующая (жирная) кривая $p_г$ для предельного угла, разрешаемого невооруженным глазом.

Сферическая аберрация приводит к появлению ореола вокруг точечного изображения. Этот ореол имеет неравномерную яркость: высокую — вблизи ядра изображения и низкую — на периферии изображения. Поэтому, ослабляя яркость искусственной двойной звезды, мы можем ослаблять помехи от сферической аберрации. То же относится и к помехам от неоднородностей, хотя и в меньшей степени.

С другой стороны, ослабление яркости двойной звезды не должно влиять на кривые, обусловленные дифракцией света и мозаикой глаза, которые следует рассматривать как постоянные при любых яркостях искусственной двойной звезды.

В результате кривая $p_г$ должна претерпевать изменения формы в зависимости от яркости наблюдаемой звезды, причем эти изменения формы будут иметь место преимущественно в правой части кривой и тем бо́льшие, чем больше зрачок $d_г$.

Опыты вполне подтверждают сказанное.

Заметим, что кривые рис. 58 и все последующие выводы получены в результате опыта с двойной звездой *оптимальной* яркости. Во всех случаях, когда мы повышали или понижали яркость искусственной звезды относительно оптимума, происходило заметное снижение разрешающей силы: в первом случае — из-за помех яркого ореола сферической аберрации и в меньшей степени из-за ореолов от неоднородностей; во втором случае — из-за падения контрастной чувствительности глаза.

Таким образом, весь изложенный материал относится к наиболее благоприятной для разрешения яркости двойной звезды, а найденные величины $p_г$ должны рассматриваться как минимальные из возможных.

Теперь легко сделать переход от разрешения невооруженным глазом к разрешению в первоклассный визуальный инструмент с диаметром D.

Назовем через p_d предельный угол, разрешаемый в такой инструмент при условии оптимальной* яркости двойной звезды.

В случае первоклассного объектива вооруженный глаз увидит двойную звезду с взаимным расстоянием p_d совершенно так же, как и невооруженный глаз другую двойную звезду с расстоянием $p_г$, если только выходной зрачок d инструмента и $d_г$ одинаковы, если видимые яркости наблюдаемых звезд уравнены и если двойная звезда видна в окуляре под тем же углом, под которым невооруженный глаз наблюдал искусственную двойную звезду.

Последнее условие выполняется, когда

$$p_d = p_г : G = p_г \frac{d}{D}, \tag{82}$$

как это следует из определения увеличения.

Умножаем числитель и знаменатель (82) на 114″, после чего

$$p_d = \frac{114''}{D} \frac{p_г}{114''/d}. \tag{83}$$

Но величина $114''/d$ есть не что иное, как теоретический предел разрешения для глаза:

$$\frac{114''}{d} = \frac{114''}{d_г} = p_т. \tag{84}$$

* Если яркость двойной звезды выше оптимальной, то применение светофильтра или нейтрального клина позволит снизить яркость до оптимальной и выиграть в разрешающей силе.

После этого в окончательном виде имеем

$$p_d = \frac{114''}{D}\,\frac{p_г}{p_т} = p_{1.5}\,\frac{p_г}{p_т} \qquad (85)$$

вместо необоснованной, но общепринятой формулы

$$p = \frac{140''}{D}.$$

Глаз с контрастной чувствительностью $\gamma_0 = 1.5\%$ и идеальный во всех остальных отношениях действительно должен был бы разрешать угол

$$p_{1.5} = \frac{114''}{D}.$$

Но *реальный глаз*, обладающий не только пределом контрастной чувствительности, но и целым рядом других дефектов, может разрешить лишь угол $p_d > p_{1.5}$.

Для нахождения угла p_d следует множить угол $p_{1.5}$ на числа 4-го столбца табл. 33. Истинное значение угла p_d как функции диаметра d зрачка выхода инструмента приведено в 6-м столбце табл. 33.

Так, при зрачке $d = 0.7$ мм предельный разрешаемый угол равен

$$p_{0.7} = \frac{138''}{D}. \qquad (86)$$

Если у других наблюдателей этот угол меньше, то их глаза лучше моего глаза.

При беспредельном уменьшении зрачка выхода отношение $p_г/p_т$ стремится к единице, а формула (86) приближается к формуле (20).

Увеличение $G_{0.7}$ при зрачке выхода $d = 0.7$ мм принято нами за разрешающее лишь потому, что нужно остановиться на каком-то значении, при котором различие между реальной и теоретической разрешающей силой достаточно мало. В нашем случае это различие составляет около 20%, но у молодого наблюдателя, с менее изношенным и поврежденным зрением, это различие может быть значительно меньшим.

Воспользовавшись столбцом 6 табл. 33, решим интересную практическую задачу, взяв в качестве инструмента 6-кратный бинокль с отверстием объектива $D' = 30$ мм.

Примитивные рассуждения определяют его разрешающую силу следующим образом.

Если $D' = 30$ мм, то теоретический разрешаемый угол

$$p_1 = \frac{140''}{30} = 4''.7,$$

но так как увеличение $G = 6^{\times}$, то разрешаемый угол должен быть

$$p_2 = \frac{60''}{6} = 10'';$$

так как $p_2 > p_1$, то у прибора имеется запас разрешающей силы, а потому он должен разрешать угол $p_2 = 10''$.

А дальше следуют недоумения: почему все-таки на практике бинокль не разрешает десяти секунд дуги?

В действительности задачу нужно решать иным образом.

Зрачок глаза $d'_г$ может принимать любые значения от ~7 до ~1.5 мм. При $d'_г > 5$ мм все же используем от отверстия глаза только 5 мм в поперечнике и получаем наилучшее изображение лишь при условии хорошей центрировки глаза относительно окуляра. Постараемся сохранить такую центрировку и в дальнейшем, после чего можем применить известные уже нам рассуждения, сведя их в табл. 34.

Таблица 34

$D' = 30$ мм; $G = 6^{\times}$

$d'_г$, мм	$d_г$, мм	D, мм	$p_{1.5}$	$\frac{p_г}{p_т}$	p_d
7	5	30	3″.80	9.80	37″.2
6	5	30	3.80	9.80	37.2
5	5	30	3.80	9.80	37.2
4	4	24	4.75	6.98	33.2
3	3	18	6.34	4.40	28.0
2.5	2.5	15	7.6	3.34	25.4
2	2	12	9.5	2.40	22.8
1.5	1.5	9	12.7	1.68	21.4
[1.0]	[1.0]	[6]	[19.0]	[1.31]	[24.9]

Здесь: $d'_г$ и $d_г$ — истинный и действующий диаметр отверстий глаза; D' и D — истинный и действующий диаметры объектива; $p_{1.5}$ — теоретическое разрешение объектива с действующим отверстием D; $p_г/p_т$ — коэффициент, зависящий только от $d_г$, при оптимальных условиях наблюдения; p_d — фактическое предельное разрешение бинокля. В последней строке таблицы приведены нереальные, а потому заключенные в скобки, цифры, соответствующие нереальному диаметру зрачка $d'_г = 1$ мм.

В такой бинокль можно в лучшем случае разрешить угол около 21″, но для этого нужно находиться на очень ярком свету, чтобы зрачок смог сократиться до $d'_г \approx 1.5$ мм.

Наблюдение и разрешение двойных звезд существенно отличаются от наблюдения и разрешения деталей планет или деталей земных объектов. Прежде всего яркость звездных дифракционных дисков в большинстве случаев достаточна для того, чтобы глаз

наблюдал дифракционную картину в условиях оптимальной контрастной чувствительности; в то же время при наблюдении деталей других объектов условия максимальной контрастной чувствительности глаза далеко не всегда оказываются выполненными.

Далее, контраст звездных изображений всегда полный, т. е. $\gamma=1$, тогда как у деталей других объектов контраст может быть низким и как угодно близким к нулю. Так, например, если осуществить специальную миру с собственным контрастом $\gamma=0.1$, то предельно различимый контраст в дифракционном изображении рис. 21 следовало бы установить не $\gamma'_0=1.5\%$, а приблизительно в 10 раз больший, т. е. $\gamma'_0 \approx 15\%$. Но такому контрасту соответствует угол $p_{15}=130''/D$ вместо $p_{1.5}=114''/D$; иными словами, при малоконтрастном объекте мы заметно теряем в разрешении его деталей даже в случае достаточной их яркости.

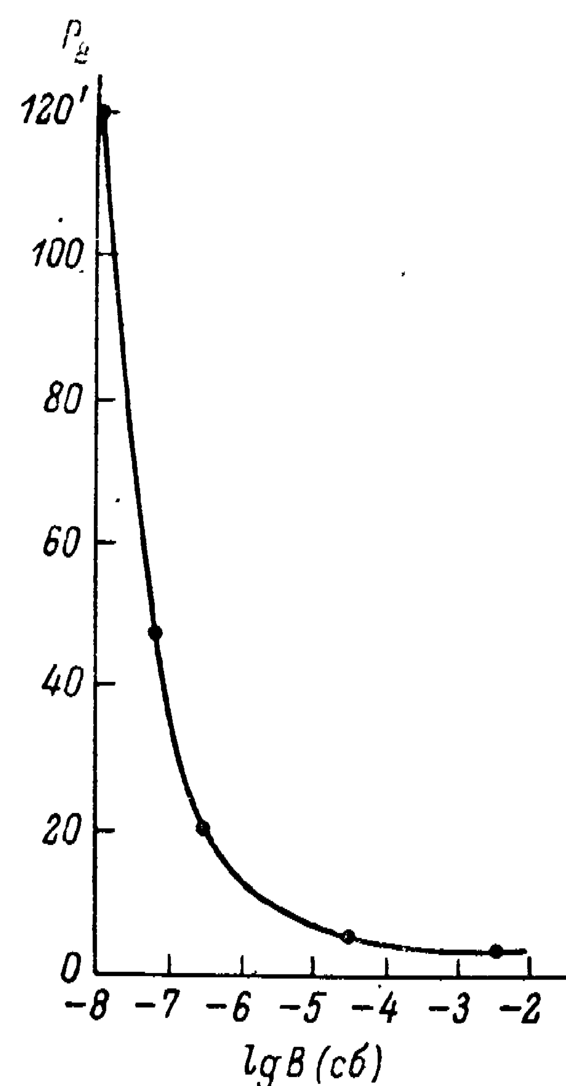


Рис. 60.

Наконец, разрешающая сила глаза, как и его контрастная чувствительность, есть некоторая функция яркости наблюдаемого объекта и адаптации глаза. До сих пор мы исследовали разрешение двойных звезд, т. е. объектов достаточно ярких и в то же время мало протяженных, а потому не снижающих заметным образом адаптации глаза на темноту. Наблюдение двойных звезд — это своеобразный случай, когда глаз адаптирован на темноту, но использует высокую контрастную чувствительность, соответствующую большой яркости дифракционной картины изображения. При наблюдении протяженных объектов малой яркости разрешающая сила глаза оказывается сильно сниженной даже в том случае, когда глаз вполне адаптирован на данную яркость и когда контраст деталей объекта $\gamma=1$.

Исследование автора 1941 г. позволяет, весьма, правда, грубо, изобразить кривую предельного разрешаемого угла $P_г$ как функцию яркости B наблюдаемого объекта (контрастной миры). На рис. 60 по оси абсцисс отложены логарифмы яркости, выраженной в стильбах,* а по оси ординат — предельные углы P_B в минутах дуги, разрешаемые невооруженным глазом при зрачке, ограниченном диафрагмой $d_B=5$ мм.

* 1 стильб$=\pi\cdot10^4$ «люксов на белом».

Если при оптимальных яркостях глаз разрешает 3'.7 (при $d_г=5$ мм), то при малых яркостях, соответствующих яркости белого экрана в безлунную пасмурную ночь, предельный разрешаемый глазом угол близок к 2°, а разрешающая сила падает более чем в 30 раз.

Глаз не может разрешить мелких деталей у туманностей или комет не только потому, что при таких яркостях мала его контрастная чувствительность, но еще и потому, что мала его разрешающая сила, даже в случае полного контраста объекта ($\gamma=1$).

Оказывается, что падение разрешающей силы при малых яркостях нельзя объяснить одним только падением контрастной чувствительности глаза. Так, например, при $\lg B=-6$ (рис. 54) предельно различимый контраст $\gamma_0 \approx 14\%$; при таких условиях разрешающая сила может понизиться приблизительно на 12% против оптимальной, как это следует из кривых рис. 21; между тем в действительности она падает в 3.5 раза, как это видно из рис. 60. Поэтому с падением разрешающей силы при малых яркостях приходится считаться как с самостоятельным физиологическим фактором, зависящим лишь косвенно от другого физиологического фактора — контрастной чувствительности. По-видимому, при малых яркостях мы различаем контрасты невольно за счет палочкового аппарата, т. е. бокового зрения, у которого разрешающая сила тем ниже, чем дальше от центральной ямки расположено изображение объекта.

Так как оба фактора действуют одновременно, то от визуального метода наблюдения слабосветящихся объектов нельзя ожидать сколько-нибудь интересных результатов, и здесь наиболее мощные телескопы уступают дорогу сравнительно скромной фотокамере.

Астроном должен, по нашему мнению, не только знать вообще свойства глаза, но подробнейшим образом изучить особенности своего собственного глаза. Для этой цели и была расширена и детализирована настоящая глава о глазе и зрении.

Подобрать наивыгоднейшее для каждого случая наблюдений увеличение можно, конечно, и эмпирическим путем; но это возможно, когда при инструменте имеется большой набор высококачественных окуляров и когда наблюдатель освоил теорию изображений и *понимает*, почему он видит объект так, а не иначе. Такой наблюдатель не будет ложно истолковывать наблюдаемую им картину и не станет гнаться за чрезмерно высоким увеличением подобно большинству любителей, полагающих, что чем выше увеличение трубы, тем больше можно в нее увидеть. Такой наблюдатель будет знать, что для различения слабосветящихся объектов выгодны большие зрачки выхода, для наблюдения малоконтрастных и темных деталей на планетах полезны средние зрачки выхода и лишь для разрешения двойных звезд и различения мелких, но ярких и контрастных деталей на *ближних* планетах желательны малые зрачки выхода. Исследовав

свой глаз, наблюдатель может определить для каждого частного случая значение оптимального зрачка выхода.

Особенно важно уметь пользоваться изложенной выше теорией при конструировании новых оптических приборов: бытовых, военных, геодезических и др., снабжая их наиболее выгодными окулярами для заданных целей наблюдений.

Но здесь мы бессильны дать сколько-нибудь строгий рецепт, пока не появится достаточный статистический материал по разрешающей силе, аберрациям и неоднородностям глаза *среднего наблюдателя*.

Поэтому приходится повторить через 19 лет свой призыв к астрономам, способным строже других выполнить исследования глаза: «исследуйте свойства своего глаза и сообщайте автору возможно более объективные и полные материалы таких исследований!».

ОПТИКА АСТРОНОМИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

13. ПРЕЛОМЛЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ НА СФЕРИЧЕСКОЙ И АСФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ. ЗЕРКАЛА

Если две среды (рис. 61) с показателями преломления n_1 и n_2 разграничены сферической поверхностью AC с центром кривизны в точке O, то любая прямая, например MCO, проходящая через центр O, может быть названа оптической осью поверхности. Пусть M — точка предмета, лежащая на оси MCO, и R —радиус кривизны поверхности AC; тогда M'_y есть изображение точки M для зоны y поверхности. Обозначим через s и s'_y сопряженные

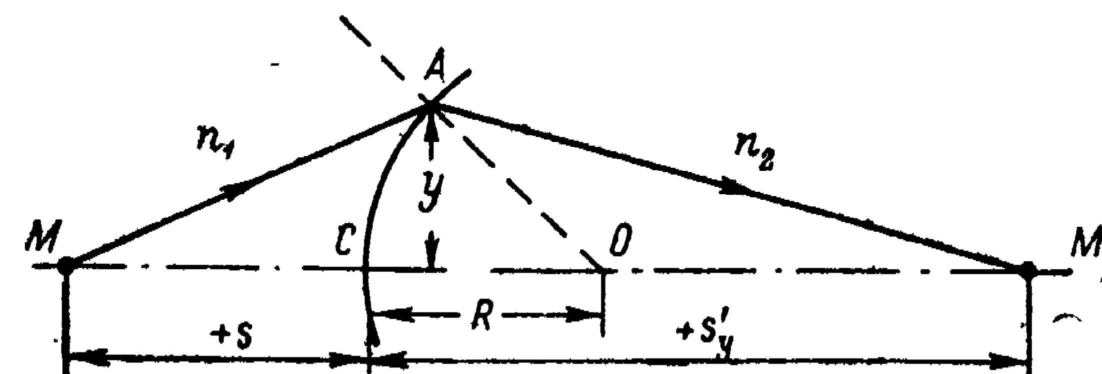


Рис. 61.

расстояния точки и ее изображения и условимся считать эти величины положительными, если точка предмета (M) лежит в первой (левой) среде, а точка ее изображения (M'_y) — во второй (правой) среде; условимся также считать радиус R положительным, если центр кривизны O лежит во второй (правой) среде. На нашем рисунке три величины: s, s'_y, R — положительны.

Введем для этих отрезков их обратные величины:

$$\sigma = \frac{1}{s}, \quad \sigma'_y = \frac{1}{s'_y}, \quad \rho = \frac{1}{R}. \tag{87}$$

Не приводя довольно громоздких вычислений и преобразований, использующих закон преломления и пренебрегающих членами со степенями y выше второй, ввиду относительной малости этих

членов при пучках умеренного относительного отверстия даем в окончательном виде формулу сопряженных расстояний:

$$s'_y \approx \frac{n_2 s R}{(n_2 - n_1) s - n_1 R} - y^2 \frac{(n_2 - n_1) n_1 (s + R)^2 [n_1 s + (n_2 + n_1) R]}{2 n_2 s R [(n_2 - n_1) s - n_1 R]^2} \qquad (88)$$

или

$$\sigma'_y \approx \frac{(n_2 - n_1)\rho - n_1 \sigma}{n_2} + y^2 \frac{(n_2 - n_1) n_1 (\rho + \sigma)^2 [n_1 \rho + (n_2 + n_1)\sigma]}{2 n_2^3}. \qquad (89)$$

В обеих формулах первые члены (при $y=0$) соответствуют отрезку s'_0 или его обратной величине σ'_0 для параксиальных лучей, тогда как вторые члены характеризуют собою продольную сферическую аберрацию $\Delta s'_y$ или $\Delta \sigma'_y$ для лучей зоны y.

Иначе говоря, формулу (88) можно представить как

$$s'_y = s'_0 + \Delta s'_y,$$

где

$$s'_0 = \frac{n_2 s R}{(n_2 - n_1) s - n_1 R}$$

и

$$\Delta s'_y \approx y^2 \frac{(n_2 - n_1) n_1 (s + R)^2 [n_1 s + (n_2 + n_1) R]}{2 n_2 s R [(n_2 - n_1) s - n_1 R]^2}. \qquad (90)$$

Таким же образом можно представить и формулу (89).

Как видим, продольная сферическая аберрация *в первом приближении* пропорциональна квадрату зоны (y^2).

В частном случае бесконечно удаленной точки $M (s=\infty;\ \sigma=0)$ положение главного фокуса характеризуется отрезком S'_y, который определяется из формул (88) и (89) в следующем виде:

$$S'_y \approx \frac{n_2 R}{(n_2 - n_1)} - y^2 \frac{n_1^2}{2 n_2 (n_2 - n_1) R} \qquad (91)$$

или

$$\frac{1}{S'_y} \approx \frac{(n_2 - n_1)\rho}{n_2} + y^2 \frac{n_1^2 (n_2 - n_1) \rho^3}{2 n_2^3}. \qquad (92)$$

Рассмотрим замечательное свойство сферической поверхности преломлять в частных случаях широкие пучки без сферической аберрации. Для этого приравняем нулю вторые члены, т. е. их числители, в формулах (88) или (89), а затем найдем корни уравнений:

$$(n_2 - n_1) n_1 (s + R)^2 [n_1 s + (n_2 + n_1) R] = 0$$

или

$$(n_2 - n_1) n_1 (\rho + \sigma)^2 [n_1 \rho + (n_2 + n_1)\sigma] = 0. \qquad (93)$$

Очевидно, что первым корнем будет

$$s = -R,$$

или

$$\rho = -\sigma, \qquad (94)$$

но это значит, что точка M рис. 61 совпадает с центром кривизны O и любой из лучей широкого пучка падает нормально к поверхности, не испытывая отклонения, а вместе с тем и не вызывая появления сферической аберрации. Случай этот мало интересен для практики, так как в нем не изменяется сходимость пучка, а преломляющая поверхность не играет той роли, для которой она предназначена.

Второй корень

$$s = -R \frac{(n_2 + n_1)}{n_1}$$

или

$$\sigma = -\rho \frac{n_1}{(n_2 + n_1)} \qquad (95)$$

имеет очень важное практическое значение, так как в этом случае преломление происходит без аберрации, а сходимость пучка значительно изменяется.

Действительно, подставляя значение s или σ в первые члены формул (88) и (89), находим

$$s'_y = s'_0 = s' = R \frac{(n_2 + n_1)}{n_2}$$

или

$$\sigma'_y = \sigma'_0 = \sigma' = \rho \frac{n_2}{(n_2 + n_1)}. \qquad (96)$$

При этом отрезки s' и s находятся в отношении

$$\frac{s'}{s} = -\frac{n_1}{n_2}. \qquad (97)$$

Предположим, что первая среда — воздух ($n_1=1$), а вторая среда — стекло ($n_2=1.5$); тогда отрезки s и s', а вместе с тем и ход безаберрационного пучка можно изобразить на рис. 62, для которого приняты: $R=+1$ и $R=-1$.

Исследование показывает, что при соблюдении формулы (95) изображение точки M в точке M' оказывается свободным не только от сферической аберрации, но и от комы; поэтому точки M и M', удовлетворяющие условиям (95) и (96), называются *апланатическими точками*. Если к этим двум точкам присоединить еще центр кривизны поверхности, то у сферической преломляющей поверхности будет всего три апланатические точки, удовлетворяющие условиям (94), (95) и (96). Свойства апланатических точек могут быть успешно использованы для некоторых задач астрономической оптики.

Рассмотрим частный случай, когда преломляющая поверхность является плоскостью. Для этого примем $R=\infty$ или $\rho=0$ и, подставив эти значения в формулы (88) и (89), найдем:

$$\left.\begin{aligned} s'_{y\,(R=\infty)} &\approx -s\frac{n_2}{n_1} - y^2\frac{(n_2^2-n_1^2)}{2n_1n_2s} \\ &\text{или} \\ \sigma'_{y\,(\rho=0)} &\approx -\sigma\frac{n_1}{n_2} + y^2\frac{(n_2^2-n_1^2)\,\sigma^3}{2n_2^3}. \end{aligned}\right\} \quad (98)$$

От продольных аберраций совершаем переход к аберрациям поперечным, угловым и волновым, пользуясь выражениями (56), (63) и (64).

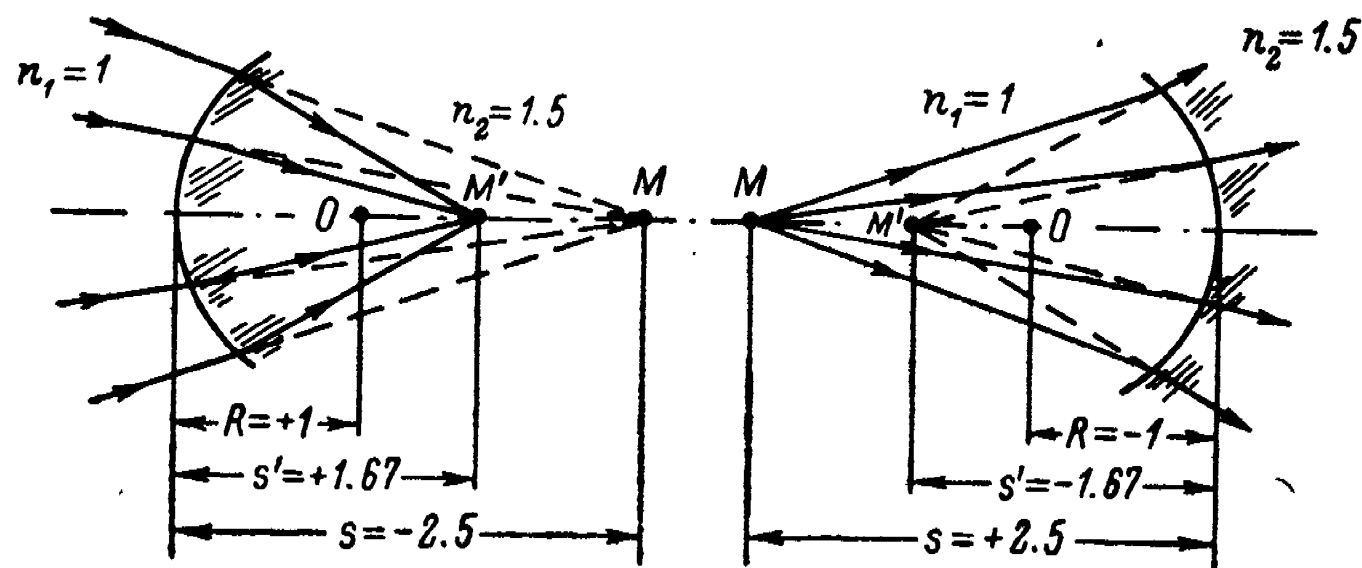


Рис. 62.

Так, если продольная аберрация в общем случае преломления на сферической поверхности равна

$$\Delta s'_y \approx -y^2\frac{(n_2-n_1)\,n_1\,(s+R)^2\,[n_1s+(n_2+n_1)\,R]}{2n_2sR\,[(n_2-n_1)\,s-n_1R]^2}, \quad (99)$$

то поперечная сферическая аберрация

$$\rho_y \approx \frac{\Delta s'_y y}{s'_0} \approx -y^3\frac{(n_2-n_1)\,n_1\,(s+R)^2\,[n_1s+(n_2+n_1)\,R]}{2n_2^2s^2R^2\,[(n_2-n_1)\,s-n_1R]} =$$

$$= -y^3\frac{(n_2-n_1)\,n_1\,(\rho+\sigma)^2\,[n_1\rho+(n_2+n_1)\,\sigma]}{2n_2^2\,[(n_2-n_1)\,\rho-n_1\sigma]}. \quad (100)$$

Таким же образом угловая аберрация

$$\eta_y \approx \frac{\Delta s'_y y}{(s'_0)^2} \approx -y^3\frac{(n_2-n_1)\,n_1\,(s+R)^2\,[n_1s+(n_2+n_1)\,R]}{2n_2^3s^3R^3} =$$

$$= -y^3\frac{(n_2-n_1)\,n_1\,(\rho+\sigma)^2\,[n_1\rho+(n_2+n_1)\,\sigma]}{2n_2^3} \quad (101)$$

и, наконец, волновая аберрация

$$h_y \approx -\int_0^y \eta_y dy \approx y^4\frac{(n_2-n_1)\,n_1\,(s+R)^2\,[n_1s+(n_2+n_1)\,R]}{8n_2^3s^3R^3} =$$

$$= y^4\frac{(n_2-n_1)\,n_1\,(\rho+\sigma)^2\,[n_1\rho+(n_2+n_1)\,\sigma]}{8n_2^3}. \quad (102)$$

Если продольная сферическая аберрация в первом приближении растет пропорционально квадрату зоны (y^2), то поперечная и угловая аберрации растут пропорционально кубу зоны (y^3), а волновая аберрация — пропорционально четвертой степени зоны (y^4).

Таким же образом определяем поперечные, угловые и волновые аберрации и для рассмотренных ранее двух частных случаев: 1) бесконечно удаленной точки ($s=\infty$) и 2) плоской преломляющей поверхности ($R=\infty$).

От сферической аберрации можно освободиться не только в частном случае использования апланатических точек, но и в общем случае, т. е. при любых значениях сопряженного расстояния s. Для этого следует некоторым образом деформировать преломляющую поверхность, т. е. применить вместо сферической поверхности раздела поверхность *асферическую*.

Легко доказать, что при деформировании преломляющей поверхности на величину δ_y фронт преломленной волны на том же участке (y) деформируется на величину h_y; при этом *асферичность* δ_y связана с порожденной ею *волновой аберрацией* h_y следующей простой зависимостью:

$$\delta_y = h_y\frac{n_2}{n_2-n_1}. \quad (103)$$

Поэтому если волновая аберрация на зоне y выражается формулой (102) для общего случая преломления гомоцентрического пучка на сферической поверхности, то для ее компенсации следует осуществить асферичность поверхности, удовлетворяющую следующему условию:

$$\delta_y \approx -y^4\frac{n_1\,(s+R)^2\,[n_1s+(n_2+n_1)\,R]}{8n_2^2s^3R^3} =$$

$$= -y^4\frac{n_1\,(\rho+\sigma)^2\,[n_1\rho+(n_2+n_1)\,\sigma]}{8n_2^2}. \quad (104)$$

Представим формулы от (99) до (104) в общем виде. Для этого предположим, что при некотором сопряженном расстоянии s второе сопряженное расстояние выражается через

$$s'_y = s'_0 + \Delta s'_y = s'_0 + ky^2, \quad (105)$$

где k — известный уже нам коэффициент сложного вида. Тогда поперечная, угловая, волновая аберрации и необходимая для их компенсации асферичность выразятся следующим образом:

$$\rho_y = \frac{ky^3}{s_0'}, \qquad (106)$$

$$\eta_y = \frac{ky^3}{(s_0')^2}, \qquad (107)$$

$$h_y = -\frac{ky^4}{4(s_0')^2}, \qquad (108)$$

$$\delta_y = \frac{ky^4 n_2}{4(n_2 - n_1)(s_0')^2}. \qquad (109)$$

Так, если в частном случае светящаяся точка находится в бесконечности ($s=\infty$), то из формулы (91) определяем

$$\left.\begin{aligned} s_0' = S_0' &= \frac{n_2 R}{n_2 - n_1}, \\ k &= -\frac{n_1^2}{2n_2(n_2 - n_1) R}. \end{aligned}\right\} \qquad (110)$$

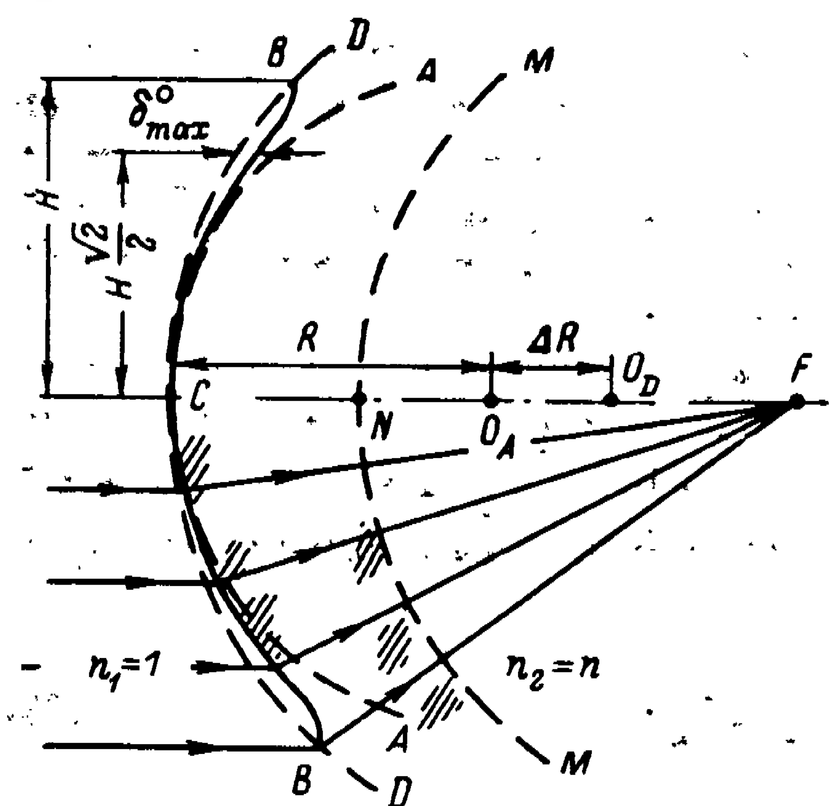


Рис. 63.

Желая освободиться от сферической аберрации и в то же время сохранить сопряженное расстояние S_0', мы должны деформировать поверхность, не изменяя радиуса кривизны $\mathring{R}$ при ее вершине, который по-прежнему должен оставаться $\mathring{R}=R$. Пользуясь выражениями (109) и (110), находим соответственную асферичность поверхности:

$$\delta_y = -\frac{y^4 n_1^2}{8n_2^2 R^3}. \qquad (111)$$

На схематическом рис. 63 пунктирная кривая ACA изображает сферическую поверхность раздела с радиусом R и с центром кривизны в O_A. Сплошная кривая BCB представляет собою асферическую поверхность с радиусом кривизны при вершине $\mathring{R}$, преломляющую параллельный пучок без сферической аберрации. Вторая поверхность отступает от первой на величину δ_y выражения (111); поэтому отступление AB на внешней зоне $y=H$ равно

$$\delta_H = -H^4 \frac{n_1^2}{8n_2^2 R^3}. \qquad (112)$$

Через точки B и вершину C можно провести сферическую поверхность $DBCBD$ (пунктирная линия) с центром кривизны в точке O_D и с радиусом кривизны $R_1 = R + \Delta R$; эта сфера является б л и ж а й ш е й с ф е р о й для асферической поверхности BCB; отступление асферической поверхности от ближайшей сферы обозначим через δ_y°; очевидно, на внешней зоне $\delta_H^\circ = 0$.

Отступление ближайшей сферы $DBCBD$ от сферы ACA обозначим через Δ_y; очевидно,

$$\Delta_y \approx -y^2 \frac{\Delta R}{2R^2}. \qquad (113)$$

Для внешней зоны ($y=H$) мы имеем

$$\Delta_H = -H^2 \frac{\Delta R}{2R^2} = \delta_H = -H^4 \frac{n_1^2}{8n_2^2 R^3}, \qquad (114)$$

откуда

$$\Delta R = \frac{H^2 n_1^2}{4n_2^2 R}. \qquad (115)$$

Отступление δ_y° асферической поверхности от ближайшей сферы определяется, очевидно, уравнением

$$\delta_y^\circ = \delta_y - \Delta_y. \qquad (116)$$

Используя выражения (111), (113) и (115), переписываем уравнение (116) в виде

$$\delta_y^\circ = y^2 \frac{n_1^2}{8n_2^2 R^3}(H^2 - y^2). \qquad (117)$$

Находим первую производную выражения (117), приравниваем ее нулю и, решая уравнение, определяем y_0, при котором $\delta_{y_0}^\circ$ проходит через максимум:

$$y_0 = H\frac{\sqrt{2}}{2} = 0.707H. \qquad (118)$$

Подставляя найденное значение y_0 в выражение (117), определяем величину $\delta_{\max}^\circ$:

$$\delta_{\max}^\circ = H^4 \frac{n_1^2}{32 n_2^2 R^3}. \qquad (119)$$

Сличая выражения (119) и (112), делаем следующий важный вывод:

$$\delta_{\max}^\circ = -\frac{\delta_H}{4}. \qquad (120)$$

Так мы доказали очень важную теорему, справедливую, как оказывается, для всех асферических поверхностей второго порядка. Поверхность второго порядка имеет наибольшее отклонение $\delta_{\max}^0$ от ближайшей сферы на зоне $y_0 = H(\sqrt{2}/2)$, причем это отклонение по абсолютной величине в 4 раза меньше δ_H — отклонения поверхности на внешней зоне от сферы, касательной при вершине.

Решим частную задачу. Допустим, что первая среда — воздух ($n_1 = 1$), а вторая среда — стекло ($n_2 = 1.5$). Примем радиус кривизны поверхности $R = 100$ мм, а внешнюю зону $H = 30$ мм.

Тогда

$$\left.\begin{aligned} S'_0 &= 300 \text{ мм}, \\ k &= -\frac{1}{150} \text{ мм}^{-1}, \\ \delta_H &= -0.045 \text{ мм}, \\ \Delta R &= 1.0 \text{ мм}, \\ \delta^\circ_{max} &= 0.011 \text{ мм}. \end{aligned}\right\} \quad (121)$$

Поверхность с такой асферичностью хотя и трудно, но все же возможно изготовить, после чего параллельный пучок рис. 63 должен собраться в фокусе F без сферической аберрации на расстоянии 300 мм от вершины C.

Опишем из точки F некоторую сферическую поверхность MNM и ограничим ею массу стекла справа, а поверхностью BCB — слева. В результате получится линза $BCBMNM$, ограниченная выпуклой асферической и вогнутой сферической поверхностями. Эта линза будет иметь фокусное расстояние ~300 мм и окажется свободной от сферической аберрации. При $H = 30$ мм относительное отверстие $A = 1 : 5$; при этом асферичность первой поверхности близка к 11 мкм, а радиус кривизны ближайшей сферы $R_1 = 101$ мм.

Возвратимся к случаю преломления *параллельного пучка* поверхностью раздела двух сред, из которых первая среда — воздух ($n_1 = 1$).

Диафрагмируя пучок или применяя асферическую поверхность раздела, мы всегда можем практически освободиться от вредного влияния сферической аберрации и получить безупречное дифракционное изображение точки в фокальной плоскости, расположенной во второй среде с показателем преломления n на расстоянии $nR/(n-1)$ от вершины поверхности.

Качественно такое дифракционное изображение не будет отличаться от ранее описанного, но количественно оно окажется построенным в n раз меньшем масштабе. Поэтому радиус r дифракционного кружка вместо выражения (9) примет вид

$$r = \frac{1.2197\lambda S'}{nD}. \quad (122)$$

Чтобы определить угловую величину радиуса дифракционного кружка, нужно разделить r на расстояние между фокальной плоскостью и точкой, через которую проектируется изображение в пространство предметов, а такой точкой является центр кривизны поверхности раздела. Расстояние же от центра кривизны до изображения точки равно

$$S' - R = \frac{S'}{n}. \quad (123)$$

Поэтому угловая величина радиуса дифракционного кружка по-прежнему [см. уравнение (10)] равна

$$\alpha_r = \frac{1.2197\lambda}{D}.$$

Таким же образом остаются в силе и формулы для предельных углов разрешения, выведенные в 1 части книги. Поэтому-то при исследовании разрешающей силы глаза мы пользовались формулой $p_T = 114''/d_r$, несмотря на то что последней средой в глазу является жидкость с показателем преломления, отличным от единицы.

Переходим теперь к случаю о т р а ж е н и я пучка от сферической поверхности, рассматривая отражение как частный случай преломления, в котором

$$n_2 = -n_1. \quad (124)$$

При таком условии формулы сопряженных расстояний (88) и (89) следует переписать в новом виде:

$$s'_y \approx \frac{sR}{2s + R} - y^2 \frac{(s + R)^2}{R(2s + R)^2} \quad (125)$$

или

$$\sigma'_y \approx (2\rho + \sigma) + y^2 (\rho + \sigma)^2 \rho. \quad (126)$$

Для параллельного пучка ($s = \infty$; $\sigma = 0$) находим фокусное расстояние

$$S'_y \approx \frac{R}{2} - \frac{y^2}{4R} \quad (127)$$

или

$$\frac{1}{S'_y} \approx 2\rho + y^2\rho^3. \quad (128)$$

Наконец, для плоского зеркала ($R = \infty$; $\rho = 0$) имеем

$$\left.\begin{aligned} &s'_y = s \quad (R = \infty) \\ &\text{или} \\ &\sigma'_y = \sigma, \quad (\rho = 0) \end{aligned}\right\} \quad (129)$$

откуда заключаем, что плоское зеркало не вносит аберраций в отраженный пучок при любых значениях расстояния s.

Можно и от сферического зеркала отразить широкий пучок без появления сферических аберраций, но для этого нужно выполнить условие (94), т. е. совместить светящуюся точку с центром кривизны зеркала и получить в той же точке ее безаберрационное изображение. Это свойство центра кривизны сферического зеркала используется как при контроле сферических поверхностей, так

и при конструировании некоторых приборов, так как в отличие от случая преломления здесь сходимость пучка изменяет свой знак на обратный: расходящийся гомоцентрический пучок преобразуется в гомоцентрический сходящийся и наоборот.

Выделив вопрос о плоских зеркалах в отдельный параграф, рассмотрим здесь некоторые свойства сферических зеркал.

Изобразим такое зеркало AC на рис. 64 и, пользуясь выражением (125), определим отрезок s'_y, который имеет отрицательный знак, как и радиус R. Но зеркало действует как собирательная система и дает действительное изображение точки M в точке M'.

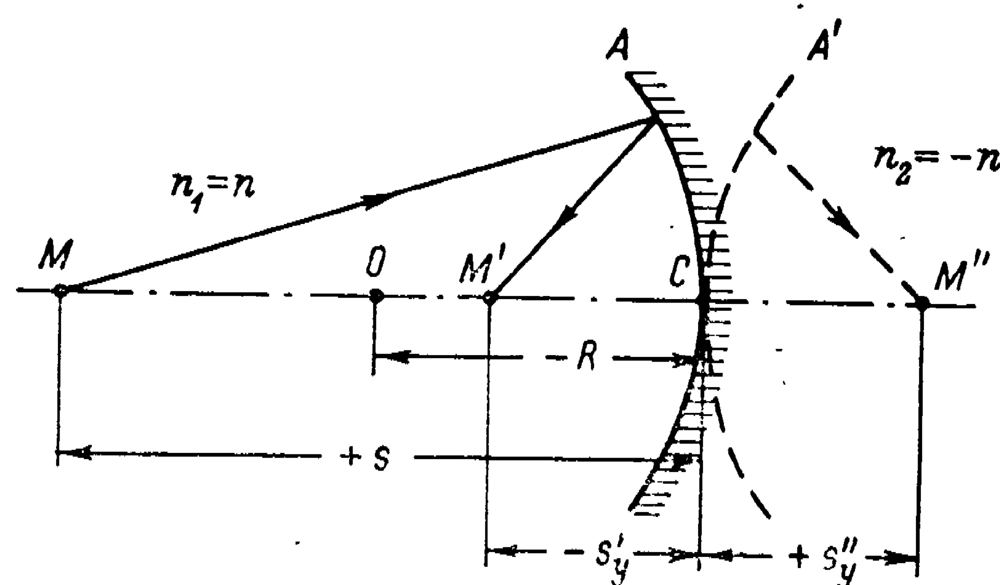


Рис. 64.

В случае зеркала пространством изображения является левая часть пространства, а не правая, куда лучи вообще проникнуть не могут.

Поэтому естественно переменить знак у величины s'_y на обратный. Но сделать этого в формулах нельзя, не нарушая общности принятого правила знаков. Чтобы обойти возможные недоразумения, будем вычислять отрезки s'_y, пользуясь общими формулами и правилом знаков, а затем, при вычислении дальнейшего хода лучей, распространяющихся по нашему условию слева направо, повернем зеркало AC на 180° вокруг вершины C в новое положение $A'C$, показанное пунктиром; при этом изображение M' переместится в точку M'', а отрезок s''_y окажется положительным.

Дадим формулы параксиального отрезка, продольной, поперечной, угловой и волновой аберраций, а также асферичности δ_y, исправляющей сферическую аберрацию сферического зеркала:

$$s'_y = \frac{sR}{2s+R}, \tag{130}$$

$$\Delta s'_y = -y^2 \frac{(s+R)^2}{R(2s+R)^2}, \tag{131}$$

$$\rho_y = -y^3 \frac{(s+R)^2}{sR^2(2s+R)}, \tag{132}$$

$$\eta_y = -y^3 \frac{(s+R)^2}{s^2R^3}, \tag{133}$$

$$h_y = y^4 \frac{(s+R)^2}{4s^2R^3}, \tag{134}$$

$$\delta_y = -y^4 \frac{(s+\mathring{R})^2}{8s^2R^3}. \tag{135}$$

Последнее выражение показывает нам, в какой степени следует деформировать сферическую поверхность, чтобы получить асферическое зеркало, свободное от сферической аберрации для пучка с заданным расстоянием s до объекта и при заданном $\mathring{R}$ — радиусе кривизны при вершине зеркала.

Для астронома представляет интерес вогнутое зеркало, собирающее в фокус лучи от бесконечно удаленного предмета.

Положив для этого случая $s=\infty$, находим

$$S'_0 = \frac{R}{2} = f_0, \tag{136}$$

$$\Delta s'_y = -\frac{y^2}{4R} = -\frac{y^2}{8f_0}, \tag{137}$$

$$\rho_y = -\frac{y^3}{2R^2} = -\frac{y^3}{8f_0^2}, \tag{138}$$

$$\eta_y = -\frac{y^3}{R^3} = -\frac{y^3}{8f_0^3}, \tag{139}$$

$$h_y = \frac{y^4}{4R^3} = \frac{y^4}{32f_0^3}, \tag{140}$$

$$\delta_y = -\frac{y^4}{8R^3} = -\frac{y^4}{64f_0^3}; \tag{141}$$

здесь f_0 — фокусное расстояние для параксиальных лучей.

Оказывается, что отклонение дуги круга с радиусом R от параболы с радиусом кривизны при вершине $\mathring{R}=R$ определяется величиной выражения (141). Отсюда делаем заключение, что параболоид вращения является безаберрационной поверхностью для двух сопряженных точек: одной, лежащей в бесконечности, и другой, совпадающей с главным фокусом.

Таким же образом можно было бы показать, что для любых двух сопряженных расстояний s и s' можно подобрать безаберрационную отражающую поверхность и что такая поверхность оказывается поверхностью вращения одного из конических сечений, т. е. эллипсоидом или гиперболоидом, а в частных случаях — сферой, параболоидом или плоскостью.

Коническое сечение может быть задано следующим уравнением:

$$\left.\begin{aligned} y^2 &= 2\mathring{R}x - x^2(1-e^2) \\ &\text{или} \\ x &= \frac{\mathring{R} - \sqrt{\mathring{R}^2 - y^2(1-e^2)}}{1-e^2}, \end{aligned}\right\} \qquad (142)$$

где x и y — координаты кривой, $\mathring{R}$ — радиус кривизны при вершине и e^2 — квадрат эксцентриситета конического сечения.

Изобразим на рис. 65 некоторое коническое сечение, например эллипс. Пусть M и M' — его фокусы, а C — одна из его вершин.

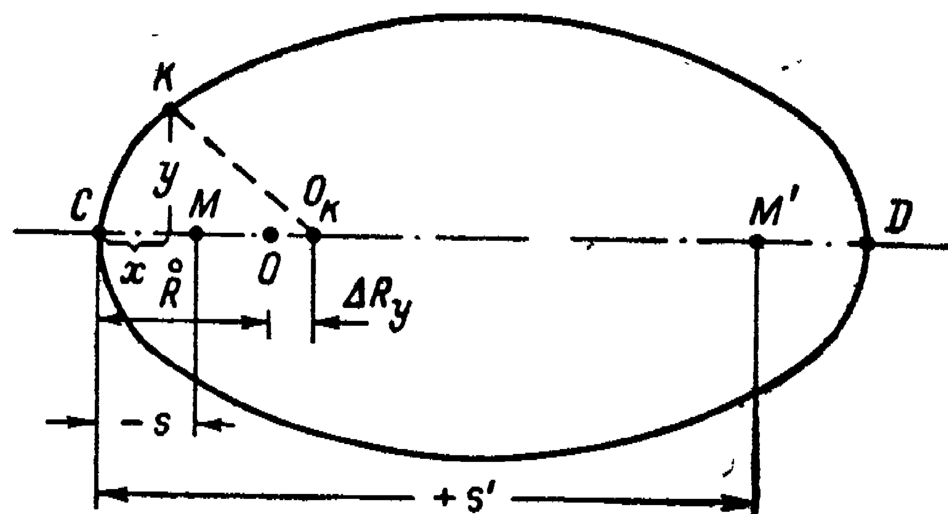


Рис. 65.

Вращение такой кривой вокруг оси $CMM'D$ даст поверхность, называемую эллипсоидом вращения. Обозначим отрезки CM и CM' через $-s$ и $+s'$; тогда эксцентриситет равен

$$e = \frac{MM'}{DC} = \frac{s'+s}{s'-s},$$

а квадрат эксцентриситета

$$e^2 = \frac{(s'+s)^2}{(s'-s)^2}. \qquad (143)$$

Возьмем некоторую точку K на поверхности с координатами x и y и проведем нормаль KO_K до пересечения с осью в точке O_K; точка O_K не совпадает с точкой O — центром кривизны поверхности при ее вершине C.

Назовем отрезок $OC = \mathring{R}$ радиусом кривизны при вершине, а отрезок $CO_K = R_y$ — абсциссой точки пересечения нормали с осью; предупредим, что R_y не имеет ничего общего с радиусом кривизны поверхности в точке $K_{(x,\,y)}$. Оказывается, что

$$R_y - \mathring{R} = \Delta R_y = xe^2, \qquad (144)$$

причем равенство это не приближенное, а точное.

Конические сечения можно задавать двумя параметрами: величиной $\mathring{R}$ — радиусом кривизны при вершине и величиной

Таблица 35

Величина e^2	Форма кривой	Форма поверхности
$e^2 > 1$	Гипербола	Гиперболоид вращения
$e^2 = 1$	Парабола	Параболоид вращения
$1 > e^2 > 0$	Эллипс	Эллипсоид вращения (вокруг большой оси)
$e^2 = 0$	Круг	Сфера
$e^2 < 0$	Эллипс, повернутый на 90°	Сплюснутый сфероид (полученный вращением эллипса вокруг малой оси)

e^2 — квадратом эксцентриситета. От величины последнего зависит форма конического сечения, что видно из табл. 35.

Кривые и поверхности их вращения имеют подобную форму при равенстве e^2; масштаб же кривой или поверхности определяется величиной $\mathring{R}$. Поэтому все сферы подобны друг другу, так же как

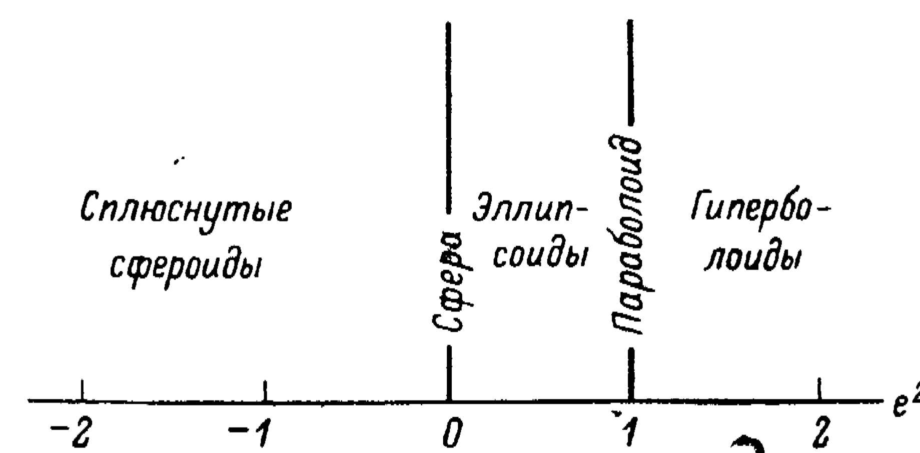


Рис. 66.

и все параболоиды, и в то же время может существовать бесчисленное множество форм эллипсоидов, гиперболоидов и сплюснутых сфероидов.

На схеме рис. 66 указаны области или классы гиперболоидов, эллипсоидов и сплюснутых сфероидов, для которых границами раздела являются параболоид и сфера.

Найдем отклонение на зоне y между двумя поверхностями конического сечения, имеющими различные квадраты эксцентриситетов e_1^2 и e_2^2, но одинаковые радиусы кривизны при вершине $\mathring{R}$. Выражение (142) позволяет представить это отклонение в следующем виде:

$$x_1 = \frac{\mathring{R} - \sqrt{\mathring{R}^2 - y^2(1-e_1^2)}}{1-e_1^2},$$

$$x_2 = \frac{\mathring{R} - \sqrt{\mathring{R}^2 - y^2(1-e_2^2)}}{1-e_2^2},$$

откуда

$$x_1 - x_2 = \Delta x_{1,2} \approx -y^4 \frac{(e_1^2 - e_2^2)}{8\mathring{R}^3}. \qquad (145)$$

Если принять $e_2^2 = 0$, т. е. находить отклонение поверхности от сферы, касательной при вершине, то величина $\Delta x_{1,2} = \delta_y$ явится не чем иным, как асферичностью поверхности, и примет вид

$$\delta_y \approx -y^4 \frac{e^2}{8\mathring{R}^3}, \qquad (146)$$

где e^2 — квадрат эксцентриситета данного конического сечения.

Сличая выражения (146) и (135), находим

$$e^2 = \frac{(s + \mathring{R})^2}{s^2}. \qquad (147)$$

Подставляя вместо $\mathring{R}$ его значение из (130), выражаем e^2 в зависимости от величины сопряженных расстояний s и s' и находим уже знакомую нам зависимость (143)

$$e^2 = \frac{(s' + s)^2}{(s' - s)^2}.$$

Для параболического зеркала ($e^2 = 1$) определяем из (146) величину асферичности

$$\delta_y \approx -\frac{y^4}{8\mathring{R}^3}. \qquad (148)$$

Поэтому для внешней зоны $y = H = D/2$

$$\delta_H \approx -\frac{H^4}{8\mathring{R}^3} = -\frac{DA^3}{1024}. \qquad (149)$$

И, наконец, наибольшее отклонение от ближайшей сферы

$$\delta^\circ_{max} = -\frac{\delta_H}{4} = \frac{DA^3}{4096}. \qquad (150)$$

Понятно, что для поверхностей непараболических, но с квадратом эксцентриситета e^2, отличным от единицы, следует выражения (149) и (150) еще умножить на e^2.

Пользуясь формулой (150), составляем таблицу наибольших асферичностей параболических зеркал различных диаметров D и относительных отверстий A (табл. 36).

Сферическое зеркало собирает в фокусе параллельный пучок с аберрацией. Но если при этом волновая аберрация не превосходит $\lambda/4$, то такое зеркало практически неотличимо от идеального параболического.

Используя выражение (140) и помня, что наибольшая волновая аберрация h°_{max}, отсчитанная от ближайшей сферы сравнения, равна четверти h_H, составляем уравнение

$$h^\circ_{max} = \frac{h_H}{4} = \frac{H^4}{128 f_0^3} = \frac{DA^3}{2048} \leq \frac{\lambda}{4}. \qquad (151)$$

Таблица 36

δ°_{max}, мкм

D, мм	A							
	1:1	1:1.4	1:2	1:2.5	1:3.5	1:5	1:7	1:10
100	24.4	8.9	3.05	1.56	0.57	0.20	0.07	0.02
200	48.8	17.8	6.1	3.12	1.14	0.39	0.14	0.05
500	122	44.5	15.3	7.8	2.85	0.98	0.36	0.12
1000	244	88.9	30.5	15.6	5.7	1.95	0.71	0.24
2000	488	178	61.0	31.2	11.4	3.90	1.42	0.49
5000	1220	445	153	78	28.5	9.8	3.56	1.22

Если принять $\lambda = 0.555$ мкм, то условие первоклассного сферического зеркала, практически заменяющего параболоид, может быть представлено в следующем виде:

$$D_{max} = 0.284 V^3, \qquad (152)$$

что можно иллюстрировать табл. 37.

Таблица 37

$$h^\circ_{max} = \frac{0.555 \text{ мкм}}{4}$$

A	1:1	1:1.4	1:2	1:2.5	1:3.5	1:5	1:7	1:10	1:14	1:20
D_{max}, мм	0.284	0.779	2.27	4.44	12.2	35.5	97.4	284	779	2270

Составим, кроме того, и обратную таблицу (табл. 38), пользуясь формулой

$$V_{min} = 1.52\sqrt[3]{D}. \qquad (153)$$

Таблица 38

$$h^\circ_{max} = \frac{0.555 \text{ мкм}}{4}$$

D, мм	70	100	140	200	250	350	500	700	1000	2500	5000
V_{min}	6.26	7.05	7.90	8.89	9.57	10.7	12.1	13.5	15.2	20.6	26.0

Так, при диаметре $D = 100$ мм сферическое зеркало практически равноценно параболическому, если относительное отверстие не превосходит 1 : 7.05; или при $D = 1000$ мм $A_{max} = 1 : 15.2$ и т. д.

Поэтому в таком инструменте, как дешевый школьный или любительский 4-дюймовый телескоп, можно использовать вместо параболического зеркала зеркало сферическое с относительным

отверстием $A \leqslant 1:7$, обеспечив крайнюю простоту и дешевизну изготовления таких зеркал. В свое время автор предлагал и разрабатывал именно такой школьный телескоп.

По-видимому, по той же причине В. Гершель придерживался в своих телескопах относительных отверстий 1 : 10—1 : 12. Не умея шлифовать точных параболоидов и тем более строго исследовать форму их поверхности, В. Гершель эмпирически установил такие относительные отверстия для своих телескопов, при которых сферическая поверхность строит столь же хорошие изображения, как и поверхность параболическая. Нормальный же процесс шлифовки и полировки, хотя бы и бесконтрольный, приводит, как правило, к получению сферической поверхности.

Старые мастера, за исключением очень немногих (вроде Шорта), не умели воспроизводить параболические поверхности и при малых относительных отверстиях зеркал получали удовлетворительные результаты лишь в тех случаях, когда отполированная поверхность оказывалась не слишком плохой сферой.

Сферическая аберрация сферического зеркала во многих случаях не препятствует получению на оси резких фотоснимков. Для этого необходимо, чтобы аберрационный кружок рассеяния был меньше пятна фотографического рассеяния, оцененного нами в 30 мкм в поперечнике.

Если радиус ρ_H аберрационного кружка рассеяния определяется по формуле (138) как

$$\rho_H = \frac{H^3}{8f^2} = \frac{DA^2}{64}, \qquad (154)$$

то радиус $\rho^\circ_{\min}$ кружка наименьшего рассеяния, как мы помним, в 4 раза меньше ρ_H:

$$\rho^\circ_{\min} = \frac{DA^2}{256}. \qquad (155)$$

Назовем, достаточно произвольно и условно, первоклассным фотографическим такой объектив, у которого $\rho^\circ_{\min}$ равно радиусу пятна фотографического рассеяния, т. е. 15 мкм. Приравнивая выражение (155) величине 15 мкм, определяем условие для первоклассного фотографического сферического зеркала:

$$D_{\max\,(\text{фот})} = 3.84V^2 \qquad (156)$$

или

$$V_{\min\,(\text{фот})} = 0.51\sqrt{D}. \qquad (157)$$

Последнее уравнение позволяет составить таблицу для допустимых относительных отверстий первоклассного астрографа со сферическим зеркалом диаметра D (табл. 39).

Несмотря на произвольность определения понятия первоклассного фотографического объектива, установленного, кстати сказать, из чисто геометрических соображений и без учета дифрак-

Таблица 39

$e^2 = 0$; $\rho^\circ_{\min} = 15$ мкм

D, мм	70	100	140	200	250	350	500	700	1000	2500	5000
$V_{\min\,(\text{фот})}$	4.3	5.1	6.0	7.2	8.1	9.5	11.4	13.5	16.1	25.5	36.0

ции, табл. 39 дает все же удовлетворительную ориентировку, которой в дальнейшем, при изучении камеры Шмидта, мы еще воспользуемся.

Если, например, при $D = 200$ мм $V_{\min\,(\text{фот})} = 7.2$, то это значит, что, помещая пластинку в плоскость кружка наименьшего рассеяния, мы будем иметь помехи от сферической аберрации зеркала того же порядка, что и помехи от фотографического рассеяния. Приближая плоскость фокусировки к гауссовой плоскости, мы увеличим ореолы вокруг звездных изображений, зато уменьшим размеры ядер звездных изображений, приближая их к размерам дифракционных кружков.

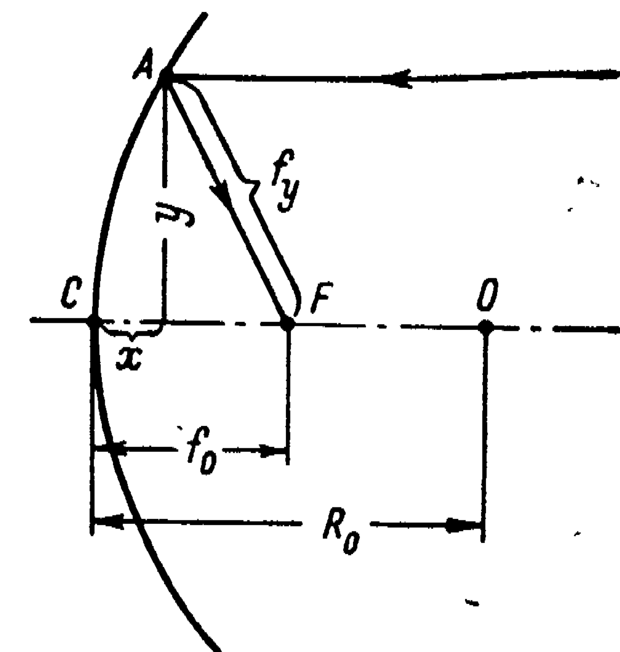


Рис. 67.

Плоскость наилучшей фокусировки лежит где-то между плоскостью кружка наименьшего рассеяния и плоскостью Гаусса, но где именно — это зависит от яркости звезды и задач съемки. Так, для получения высококонтрастных снимков следует приближать плоскость фокусировки к плоскости кружка наименьшего рассеяния; для достижения же возможно большей разрешающей силы на фотографиях звезд, близких к предельным, следует приближать плоскость фокусировки к гауссовой плоскости.

Возвращаемся к *параболическому* зеркалу ($e^2 = 1$), которое при любых относительных отверстиях свободно от сферической аберрации в случае бесконечно удаленной точки на оси; в нем выполняется стигматизм изображения на оси. Но стоит несколько сместиться с оси, как изображение точки перестает быть стигматичным и окажется испорченным комой.

Кома параболического зеркала (рис. 67) обусловлена неравенством фокусных расстояний f_y для различных зон y зеркала. Если F — фокус параболоида, то фокусное расстояние для параксиальных лучей

$$f_0 = CF = \frac{\mathring{R}}{2}.$$

Для точки A параболоида, лежащей на зоне y, фокусным расстоянием является отрезок $AF = f_y > f_0$.

Из уравнения параболы

$$y^2 = 2\mathring{R}x = 4f_0 x \qquad (158)$$

определяем

$$f_y = f_0 + x = f_0 + \frac{y^2}{4f_0}. \qquad (159)$$

Пятно комы, определяемое из геометрических соображений, имеет вид, изображенный на рис. 68. Если O — след оптической оси в фокальной плоскости, то при наклоне параллельного пучка на угол w к оптической оси параксиальные лучи дают изображение в точке A, лучи же остальных зон образуют кольцевые изображения прогрессивно возрастающего радиуса, смещенные в радиальных направлениях поля. Контуры пятна комы ограничены двумя

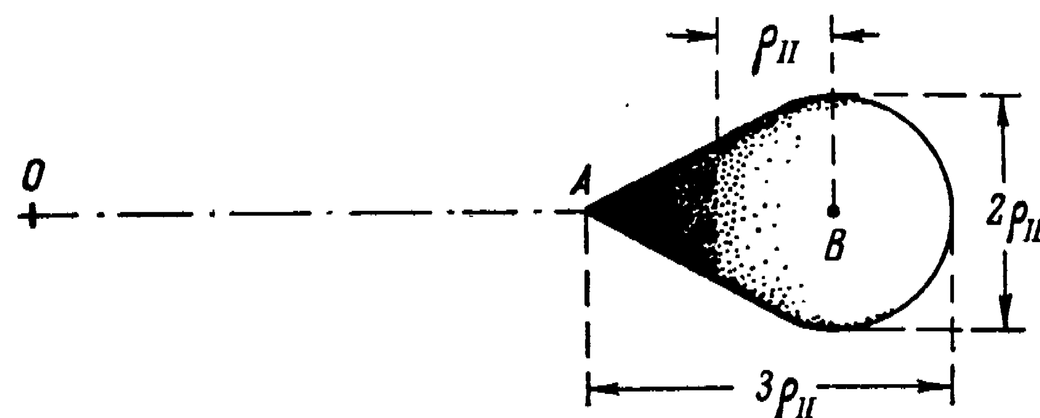


Рис. 68.

прямыми, исходящими из точки A под углом 60°, замыкающимися касательной к ним окружностью с центром в B; эта окружность (пунктирная на рисунке) есть след лучей внешней зоны зеркала в гауссовой плоскости.

Так как радиус замыкающей окружности равен ρ_{II}, а угол при вершине A равен 60°, то длина пятна комы составляет $3\rho_{II}$, а ширина $2\rho_{II}$. Освещенность в пятне комы неравномерная и падает от точки A к замыкающей окружности.

В параболическом зеркале, как показывает вычисление или опыт,

$$\rho_{II} = \frac{1}{16} A^2 w f. \qquad (160)$$

Поэтому, сопоставляя (160) и (4), определяем коэффициент комы параболического зеркала в виде

$$K_{II} = +\frac{1}{4}. \qquad (161)$$

Знак + при коэффициенте K_{II} говорит о положительной, или внешней, коме, изображенной на рис. 68. Если бы в объективе другого типа кома оказалась отрицательной, или внутренней, то веер комы был бы направлен от точки A к центру O поля; в этом случае у объектива было бы $f_y < f_0$.

Пользуясь формулой (160), выразим в угловой мере длину $3\rho_{II}$ пятна комы:

$$\frac{3\rho_{II}}{f} = \frac{3}{16} A^2 w \text{ рад}, \qquad (162)$$

после чего представим в табл. 40 значения $3\rho_{II}/f$ для различных A и различных w.

Таблица 40

$3\rho_{II}/f$ для параболического зеркала

A	w						
	1′	3′	10′	30′	1°	3°	10°
1 : 10	0".11	0".34	1".1	3".4	6".8	20".3	67".5
1 : 7	0.23	0.69	2.3	6.9	13.8	41.3	138
1 : 5	0.45	1.4	4.5	13.5	27.0	81.0	270
1 : 3.5	0.92	2.8	9.2	27.6	55.1	165	551
1 : 2.5	1.8	5.4	18.0	54.0	108	324	1080
1 : 2	2.8	8.4	28.1	84.4	169	506	1687
1 : 1.4	5.7	17.2	57.4	172	344	1033	3444
1 : 1	11.3	33.8	113	338	675	2025	6750

Фигура пятна комы рис. 68, выведенная из геометрических рассуждений, может быть наблюдаема в таком виде лишь при большой величине комы, т. е. при значительном относительном отверстии A и при значительном угле наклона w.

Но если кома мала, то картина дифракционного изображения звезды, испорченного комой, имеет мало общего с геометрической картиной пятна рис. 68.

Если измерять пятно комы в долях радиуса дифракционного кружка (α_r), т. е. выражать его величиной k:

$$k = \frac{3\rho_{II}}{f} : \alpha_r = 276 D A^2 w, \qquad (163)$$

то, если $k=1$ (рис. 69, *а*),* дифракционное изображение звезды практически неотличимо от идеального, если не говорить о небольшой конденсации света в первом кольце с той стороны, куда должен быть направлен хвост геометрического пятна комы.

При $k=4$ (рис. 69, *б*) дифракционное изображение заметно искажено, хотя разрешающая сила инструмента еще не должна пострадать ощутимым образом; наконец, при $k=10$ (рис. 69, *в*) кома явно и грубо искажает дифракционную картину, смещает центр ядра влево от гауссова положения и заметно снижает разрешающую силу инструмента и контрастность изображения.

* Материал заимствован у Данжона и Кудера.

Подходя со строгими требованиями к качеству изображения, условимся считать кому безвредной, когда $k=1$. В этом случае из выражения (163) имеем

$$\left.\begin{aligned} {}^{\text{II}}D_{\max} &= \frac{0.00362V^2}{w} \\ \text{или} \qquad {}^{\text{II}}w_{\max} &= \frac{0.000362V^2}{D}, \end{aligned}\right\} \qquad (164)$$

где индекс II обозначает зависимость величин от комы.

Табл. 41 дает значения предельного угла ${}^{\text{II}}w_{\max}$ (половины угла поля зрения), при котором в параболическом зеркале диаметра D и относительного отверстия A кома не искажает заметным образом визуального изображения звезды.

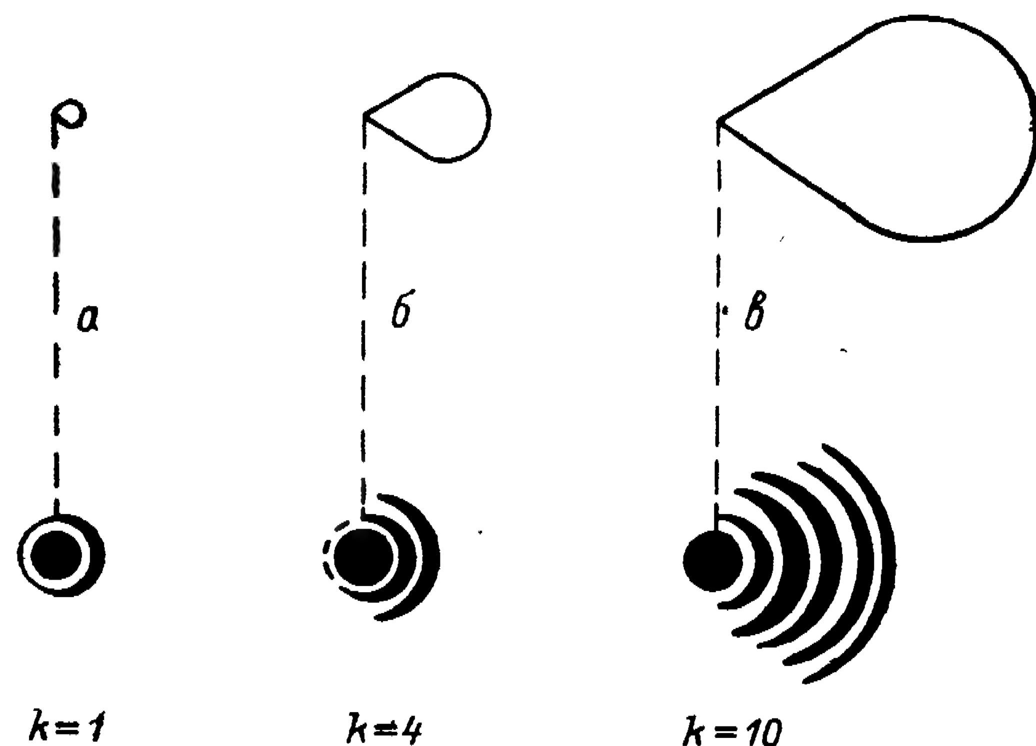


Рис. 69.

Так, для $D=1000$ мм, $A=1:5$ находим ${}^{\text{II}}w_{\max}=18''.7$, как уже было определено в выражении (71).

Насколько вредна кома и в какой степени она ограничивает поля безупречных изображений, можно пояснить на примере визуальных наблюдений Луны в телескопе с параболическим зеркалом. Так как лунный радиус около $1/4°$, то при совмещении центра изображения лунного диска с центром поля телескопа можно наблюдать края лунного диска без каких-либо помех комы лишь в одном случае табл. 41: когда $D=70$ мм и $A=1:10$. В телескопах большей светосилы и большего диаметра края лунного диска окажутся в той или иной степени искаженными комой.

Если принять угловой радиус диска Юпитера близким к 20″, то, как это следует из табл. 41, его изображение, приведенное строго в центр поля зрения, можно наблюдать без помех комы в телескопе $D=1000$ мм с относительным отверстием меньше 1 : 5; в этом смысле симеизский рефлектор* (в ньютоновом фокусе) не

* Этот рефлектор фирмы «Гребб—Парсонс» погиб во время Великой Отечественной войны. — *Прим. ред.*

безупречен для визуальных наблюдений деталей планет: в нем не исправлена кома; диаметр же и относительное отверстие у него значительны.

При умеренных полях зрения астигматизм и кривизна поля параболического зеркала не дают себя заметно чувствовать. Но так как эти две аберрации растут пропорционально квадрату углового размера поля (w^2), то с ростом поля зрения быстро возрастает их роль и скоро они начинают заметно превосходить кому.

Коэффициенты K_{III} и K_{IV} выражения (4) астигматизма и кривизны поля для параболического зеркала имеют значения

$$K_{\text{III}} = +1, \qquad (165)$$

$$K_{\text{IV}} = -1. \qquad (166)$$

Поэтому в гауссовой плоскости изображение точки растягивается в радиально ориентированную линию, длина и ширина которой, согласно выражению (4), равны

$$2a = Aw^2f, \quad 2b = 0. \qquad (167)$$

Угловая величина астигматической фокали, очевидно, равна

$$\frac{2a}{f} = Aw^2. \qquad (168)$$

В табл. 42 приводим значения $2a/f$ для различных A и w параболического зеркала.

Сопоставление табл. 42 и 40 позволяет заключить об относительной значимости комы и астигматизма при различных A и w.

Таблица 41

${}^{\text{II}}w_{\max}$; $k=1$; $\lambda=0.555$ мкм

A	D, мм										
	70	100	140	200	250	350	500	700	1000	2500	5000
1 : 10	17′46″	12′26″	8′53″	6′13″	4′58″	3′33″	2′29″	1′47″	1′15″	29″.8	14″.9
1 : 7	8′42″	6′06″	4′21″	3′03″	2′26″	1′44″	1′13″	52″.2	36″.6	14″.6	7″.30
1 : 5	4′25″	3′07″	2′13″	1′33″	1′15″	53″.3	37″.3	26″.5	18″.7	7″.46	3″.73
1 : 3.5	2′11″	1′31″	1′05″	45″.7	36″.5	26″.1	18″.3	13″.1	9″.10	3″.65	1″.83
1 : 2.5	1′07″	46″.6	33″.3	23″.3	18″.7	13″.3	9″.33	6″.69	4″.66	1″.87	0″.93
1 : 2	42″.6	29″.8	21″.3	14″.9	11″.9	8″.52	5″.96	4″.28	2″.98	1″.19	0″.60
1 : 1.4	20″.9	14″.6	10″.4	7″.31	5″.84	4″.17	2″.92	2″.09	1″.46	0″.58	0″.29
1 : 1	10″.7	7″.46	5″.33	3″.73	2″.98	2″.13	1″.49	1″.07	0″.75	0″.30	0″.15

Таблица 42

$2a/f$, сек. дуги

A	w						
	1′	3′	10′	30′	1°	3°	10°
1 : 10	0″.002	0″.016	0″.17	1″.57	6″.3	57″	628″
1 : 7	0.003	0.022	0.25	2.24	9.0	81	896
1 : 5	0.004	0.031	0.35	3.14	12.6	113	1260
1 : 3.5	0.005	0.045	0.50	4.48	17.9	161	1790
1 : 2.5	0.007	0.063	0.70	6.28	25.1	226	2510
1 : 2	0.009	0.078	0.87	7.85	31.4	282	3140
1 : 1.4	0.013	0.11	1.25	11.2	44.8	404	4480
1 : 1	0.017	0.16	1.74	15.7	62.8	565	6280

Удобно найти отношение выражений (168) и (162), т. е.

$$\frac{2a}{3\rho_{II}} = 5.33\sqrt{w}. \qquad (169)$$

Если это отношение больше единицы, то астигматизм доминирует над комой, и наоборот.

Действие астигматизма и комы уравнивается, когда $2a/3\rho_{II}=1$, т. е. когда

$$w = \frac{A}{5.33} = 646A \text{ мин. дуги.} \qquad (170)$$

Это имеет, например, место, когда

$$\left.\begin{array}{ll} \text{при } A=1:10 & w=1°04'.6, \\ \text{при } A=1:5 & w=2°09', \\ \text{при } A=1:1 & w=10°46'. \end{array}\right\} \qquad (171)$$

Пусть параболическое зеркало BCB (рис. 70) имеет своим главным фокусом точку F. Тогда геометрические места фокусов для меридиональных пучков представятся поверхностью MFM, а для сагиттальных пучков — гауссовой плоскостью SFS. Для некоторого угла наклона w параллельного падающего пучка к оси CF изображения меридионального и сагиттального сечений пучка образуются соответственно в точках A_m и A_s; в гауссовой плоскости изображение превратится в радиально направленную фокаль длиной $2a$ [выражения (167)]; отрезок A_mA_s представит собою астигматическую разность, которая, очевидно, равна

$$A_mA_s = 2aV = w^2f. \qquad (172)$$

Поэтому кривизна $1/R_m$ поверхности MFM определится как

$$\frac{1}{R_m} = \frac{2}{f} = \frac{4}{\mathring{R}} = 2\varphi = 4\mathring{\rho}, \qquad (173)$$

где $\varphi=1/f$ — оптическая сила параболоида и $\mathring{\rho}=1/\mathring{R}$ — кривизна при вершине параболоида. При этом кривизна $1/R_s$ поверхности фокусов сагиттальных пучков, как и кривизна гауссовой плоскости, с которой она совпадает, очевидно, равна нулю:

$$\frac{1}{R_s} = 0. \qquad (174)$$

Но можно изогнуть экран по некоторой поверхности KFK, средней между поверхностями MFM и SFS, на которой изображения звезд близки к кружкам диаметра d_{III}, обусловленного астигматизмом при устраненной таким образом кривизне поля; причем

$$d_{III} = \frac{2a}{2} = \frac{Aw^2f}{2}. \qquad (175)$$

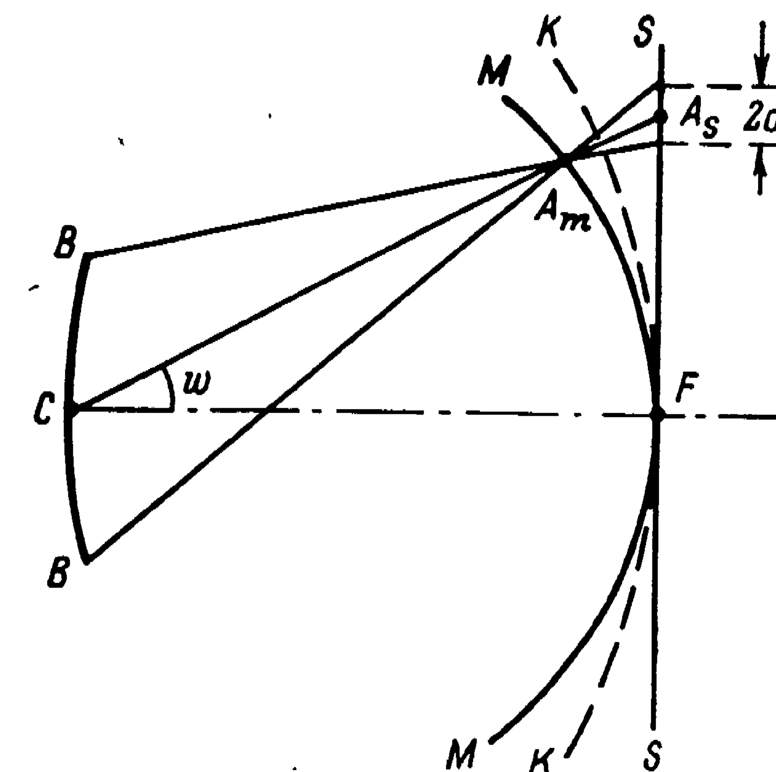


Рис. 70.

В первой части книги мы вывели условие допустимого астигматизма, т. е. астигматизма, влекущего за собою появление волновой аберрации, не превышающей $\lambda/4$. Применяя ту же формулу (69) для случая параболического зеркала и подставляя в нее значение астигматической разности (172), находим для $\lambda=0.555$ мкм

$$^{III}w_{max} = 0.0333\sqrt{\frac{V}{D}}, \qquad (176)$$

где индекс III обозначает зависимость w_{max} от астигматизма.

Разовьем последнюю формулу в табл. 43, аналогичную табл. 41.

Таблица 43

$^{III}w_{max}$; $\lambda = 0.555$ мкм

A	D, мм										
	70	100	140	200	250	350	500	700	1000	2500	5000
1 : 10	43′	36′	30′	26′	23′	19′	16′	14′	11′.5	7′.2	5′.1
1 : 7	36	30	26	21	19	16	14	11.5	9.6	6.0	4.3
1 : 5	30	26	21	18	16	14	11.5	9.7	8.1	5.1	3.6
1 : 3.5	26	21	18	15	14	11.5	9.6	8.1	6.8	4.3	3.0
1 : 2.5	21	18	15	12.8	11.5	9.7	8.1	6.8	5.7	3.6	2.6
1 : 2	19	16	14	11.5	10.2	8.7	7.2	6.1	5.1	3.2	2.3
1 : 1.4	16	14	11.5	9.6	8.6	7.2	6.0	5.1	4.3	2.7	1.9
1 : 1	14	11.5	9.7	8.1	7.2	6.1	5.1	4.3	3.6	2.3	1.6

Так как во всех случаях величина ${}^{III}w_{max}$ табл. 43 больше величины ${}^{II}w_{max}$ табл. 41, то делаем заключение, что не астигматизм, а кома лимитирует полезное поле параболического зеркала.

В случае фотографирования звезд с помощью параболического зеркала величины предельных полей будут несколько более благоприятными, чем в случае визуальных наблюдений.

Если кома вызывает одностороннее растяжение изображения на величину $3\rho_{II}$, то астигматизм и кривизна поля прибавляют к этой величине половину $2a$. Поэтому из выражений (162) и (167) находим наибольший поперечник геометрического изображения звезды, обусловленный суммарным действием аберраций наклонных пучков и без учета дифракции:

$$3\rho_{II} + a = \frac{Dw}{16}(3A + 8w). \qquad (177)$$

Если эта величина не превышает диаметра пятна фотографического рассеяния (30 мкм), то примем, весьма условно и произвольно, что в пределах такого поля зеркало будет работать как первоклассный фотографический объектив. Понятно, что мы собираемся найти не точное значение величины $w_{max\,(фот)}$, а лишь ее порядок, который, согласно нашему условию, определится из выражения (177) в виде

$$w_{max\,(фот)} = -\frac{3}{16}A + \sqrt{\frac{9}{256}A^2 + \frac{0.06}{D}}. \qquad (178)$$

Так, если $D=100$ мм, то

$$\left.\begin{array}{ll} \text{при } A = 1:10 & w_{max\,(фот)} = 40'.8, \\ \text{при } A = 1:5 & w_{max\,(фот)} = 24'.8, \\ \text{при } A = 1:1 & w_{max\,(фот)} = 5'.2. \end{array}\right\} \qquad (179)$$

Или, если $D=1000$ мм, то

$$\left.\begin{array}{ll} \text{при } A = 1:10 & w_{max\,(фот)} = 5'.2, \\ \text{при } A = 1:5 & w_{max\,(фот)} = 2'.7, \\ \text{при } A = 1:1 & w_{max\,(фот)} = 0'.55. \end{array}\right\} \qquad (180)$$

Так, симеизский рефлектор в ньютоновом фокусе ($D=1000$ мм; $A=1:5$) был способен фотографировать без заметных аберраций наклонных пучков поля не более $2w=5'.4$. При фокусном расстоянии $f=5000$ мм такому полю соответствует негатив с поперечником $d\approx 8$ мм. Если при фотографировании звезд в действительности используют бóльшие поля, то всегда за счет снижения качества изображения на краю поля. Если же снижение качества изображения не всегда отчетливо заметно на снимке, значит оно замаскировано либо плохим гидированием инструмента, либо значительным неспокойствием атмосферы.

В заключение заметим, что одиночное параболическое зеркало свободно от аберрации дисторсии и, как всякая зеркальная система, от хроматических аберраций.

Коэффициенты аберраций и аберрации параболического зеркала, как мы видели, имеют следующие значения:

$$\left.\begin{array}{lll} \text{сферическая аберрация} & K_I = 0, & \rho_I = 0; \\ \text{кома} & K_{II} = \frac{1}{4}, & \rho_{II} = \frac{A^2wf}{16}; \\ \text{астигматизм} & K_{III} = 1, & 2a - 2b = Aw^2f; \\ \text{кривизна поля} & K_{IV} = -1, & \rho_{IV} = \frac{Aw^2f}{4}; \\ \text{дисторсия} & K_V = 0, & \Delta l'_V = 0. \end{array}\right\} \qquad (181)$$

Для сферического зеркала, как это следует из выражения (138), сферическая аберрация характеризуется величинами

$$K_I = -\frac{1}{8}, \quad \rho_I = -\frac{A^3f_0}{64}. \qquad (182)$$

Аберрации наклонных пучков у сферического зеркала такие же, как и у зеркала параболического (181), если входные отверстия зеркал совпадают с их поверхностями.

14. ЛИНЗЫ

Ограничим кусок оптически однородного преломляющего вещества, например стекла, двумя сферическими поверхностями с радиусами кривизны R_1 и R_2 и с центрами кривизны в точках

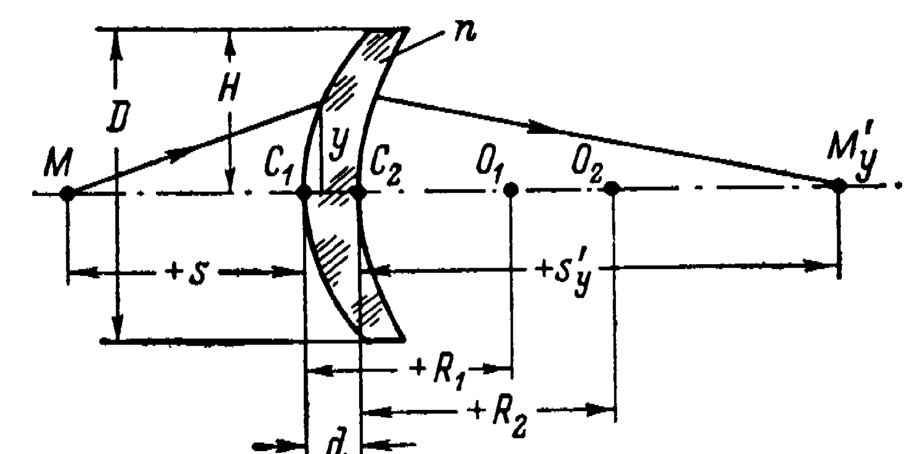


Рис. 71.

O_1 и O_2 (рис. 71). Тогда прямая $C_1C_2O_1O_2$ явится оптической осью — единственной для общего случая линзы.* Точки C_1 и C_2 называются вершинами каждой из поверхностей линзы. Линза называется центрированной, если она округлена так, что оптическая ось яв-

* У концентрических менисков и, в частном случае, у плоскопараллельной пластины существует бесчисленное множество оптических осей, как и у одиночной преломляющей сферической поверхности.

ляется ее осью симметрии. Линзу можно однозначно задать следующими параметрами: R_1 и R_2 — радиусами кривизны поверхностей или $\rho_1=1/R_1$ и $\rho_2=1/R_2$ — кривизнами поверхностей, при известном уже нам правиле знаков; толщиной $d=C_1C_2$, всегда положительной в случае реальных линз; высотой внешней зоны H или диаметром $D=2H$ и, наконец, показателем преломления n_λ для интересующей нас длины волны λ. В дальнейшем будем предполагать, что первая и третья среда — воздух $(n_1=n_3=1)$.

Светящаяся точка M, расположенная на оси, для зоны y имеет своим изображением точку M'_y; при этом первому сопряженному расстоянию s, измеряемому от вершины C_1 влево до точки M, соответствует второе сопряженное расстояние s'_y, измеряемое от вершины C_2 вправо до точки M'_y. Правило знаков для сопряженных расстояний нам известно из предыдущего параграфа. Очевидно,

$$s'_y=\varphi(s,\ R_1,\ R_2,\ d,\ y,\ n).$$

Упростим несколько задачу и, во-первых, условимся, что y относительно невелико, что позволит пользоваться теми же приближенными выводами, что и для случая одиночной преломляющей поверхности, и, во-вторых, что толщина линзы d пренебрегаемо мала, а линза в пределе может рассматриваться как бесконечно тонкая.

Для такой бесконечно тонкой линзы формула сопряженных расстояний выводится следующим образом. Полагая в формулах (88) или (89) $n_1=1$, $n_2=n$, $R=R_1$ или $\rho=\rho_1$, вычисляем сопряженное расстояние $(s'_1)_y$ для зоны y после преломления на первой поверхности линзы. Но так как $d=0$, то $(s'_1)_y$ обращается в (s_2) для второй преломляющей поверхности, только, согласно правилу знаков, необходимо у величины $(s'_1)_y$ изменить знак на обратный.

Вычислив по тем же формулам (88) или (89) ход луча через вторую поверхность линзы и пренебрегая членами со степенями y выше второй, находим значение сопряженного расстояния $(s'_2)_y=s'_y$ линзы.

Не приводя здесь весьма громоздких вычислений, дадим формулу сопряженных расстояний бесконечно тонкой линзы в следующей окончательной форме:

$$\sigma'_y=\frac{1}{s'_y}\approx(n-1)(\rho_1-\rho_2)-\sigma+y^2\frac{(n-1)(\rho_1-\rho_2)}{2n}\{n^3(\rho_1-\rho_2)^2-$$
$$-n(\rho_1-\rho_2)[(\rho_1+\sigma)(2n+1)+n\sigma]+(\rho_1+\sigma)[(\rho_1+\sigma)(n+2)+2n\sigma]\},\quad(183)$$

где

$$\sigma'_0=\frac{1}{s'_0}=(n-1)(\rho_1-\rho_2)-\sigma$$

или

$$s'_0=\frac{sR_1R_2}{(n-1)s(R_2-R_1)-R_1R_2}\quad(184)$$

и где продольная сферическая аберрация

$$\Delta s'_y=-y^2\frac{(n-1)(\rho_1-\rho_2)}{2n[(n-1)(\rho_1-\rho_2)-\sigma]^2}\{n^3(\rho_1-\rho_2)^2-n(\rho_1-\rho_2)\times$$
$$\times[(\rho_1+\sigma)(2n+1)+n\sigma]+(\rho_1+\sigma)[(\rho_1+\sigma)(n+2)+2n\sigma]\}.\quad(185)$$

В частном случае бесконечно удаленной точки $(s=\infty;\ \sigma=0)$ изображение образуется в главном фокусе, причем для бесконечно тонкой линзы отрезок S'_y равен фокусному расстоянию f_y линзы. Делая подстановку $\sigma=0$ в предыдущие формулы, определяем фокусное расстояние бесконечно тонкой линзы в виде

$$\frac{1}{S'_y}=\frac{1}{f_y}=\varphi_y=(n-1)(\rho_1-\rho_2)+y^2\frac{(n-1)(\rho_1-\rho_2)}{2n}\times$$
$$\times[n^3(\rho_1-\rho_2)^2-n(2n+1)\rho_1(\rho_1-\rho_2)+(n+2)\rho_1^2]\quad(186)$$

или

$$f_y=\frac{1}{(n-1)(\rho_1-\rho_2)}-\frac{y^2}{2n(n-1)(\rho_1-\rho_2)}\times$$
$$\times[n^3(\rho_1-\rho_2)^2-n(2n+1)\rho_1(\rho_1-\rho_2)+(n+2)\rho_1^2],\quad(187)$$

или, наконец,

$$f_y=\frac{R_1R_2}{(n-1)(R_2-R_1)}-\frac{y^2}{2n(n-1)(R_2-R_1)R_1R_2}\times$$
$$\times[n^3R_1^2-nR_1R_2(2n^2-2n-1)+R_2^2(n^3-2n^2+2)],\quad(188)$$

где первый член — параксиальное фокусное расстояние f_0 и где второй член — главная продольная аберрация $\Delta f_y=\Delta s'_y$.

Если взять плоско-выпуклую линзу, например из стекла К8, у которого $n_D=1.5163$, то, обращая ее к параллельному пучку сперва выпуклой $(\rho_2=0)$, а затем плоской стороной $(\rho_1=0)$, соответственно находим фокусные расстояния по формуле (187):

$$(f_y)_D=\frac{1}{0.5163\rho_1}-y^2\cdot0.5671\rho_1,\quad(189)$$

$$(f_y)_D=-\frac{1}{0.5163\rho_2}+y^2\cdot2.2266\rho_2.\quad(190)$$

Так как ρ_1 при первом положении линзы равно $-\rho_2$ при втором ее положении, то параксиальные фокусные расстояния f_0 остались без изменения при повороте линзы на 180°, тогда как продольная сферическая аберрация возросла в 3.926 раз, или почти в 4 раза.

Обозначим разность кривизн двух поверхностей линзы через

$$\Delta\rho=\rho_1-\rho_2.\quad(191)$$

Как это следует из (186) и (187), $\Delta\rho$ однозначно определяет величину параксиального фокусного расстояния f_0. Поэтому если

брать линзы различной формы (изгиба), но с одинаковыми $\Delta\rho$ и показателем преломления n, то все они будут иметь одинаковую оптическую силу φ_0 или одинаковое фокусное расстояние f_0, но существенно различную сферическую аберрацию Δf_y.

Перепишем выражение (187) в следующем более удобном виде:

$$f_y = f_0 + \Delta f_y \approx \frac{1}{(n-1)\Delta\rho} - \frac{y^2}{2n(n-1)\Delta\rho} \times$$
$$\times [n^3\Delta\rho^2 - n(2n+1)\rho_1\Delta\rho + (n+2)\rho_1^2]. \qquad (192)$$

Затем примем $\Delta\rho = +1$ (положительная линза), после чего получим

$$\underset{\Delta\rho=1}{f_y} = f_0 + \Delta f_y \approx \frac{1}{(n-1)} - \frac{y^2}{2n(n-1)}[n^3 - n(2n+1)\rho_1 + (n+2)\rho_1^2]. \qquad (193)$$

Будем придавать различные значения ρ_1 — кривизне первой поверхности линзы, принятой за независимую переменную. Предположим, что линза изготовлена из крона К8, у которого для волны $\lambda = 0.555$ мкм показатель преломления $n_{\lambda_0} = 1.51785$. В этом случае параксиальное фокусное расстояние семейства таких линз различной формы равно (при $\Delta\rho = 1$):

$$(f_0)_{\lambda_0} = 1.93106, \qquad (194)$$

а продольная сферическая аберрация (при $\Delta\rho = 1$)

$$(\Delta f_y)_{\lambda_0} \approx -y^2(2.22445 - 3.89659\rho_1 + 2.23776\rho_1^2). \qquad (195)$$

Пользуясь последней формулой, строим кривую $\Delta f_y/y^2$ (рис. 72) для обусловленного выше случая: $s=\infty$; $\Delta\rho = 1$, $\lambda_0 = 0.555$ мкм, стекло К8.

По оси абсцисс отложены значения ρ_1, а по оси ординат $\Delta f_y/y^2$.

В табл. 44 приведены точные значения величины $\Delta f_y/y^2$ для различных форм линз и в том числе для линзы с наименьшей сферической аберрацией, которая мало отличается от плоско-выпуклой линзы с $\rho_1 = +1$ и $\rho_2 = 0$.

При исследовании ахроматического объектива мы еще возвратимся к кривой рис. 72 и к числам табл. 44.

Таблица 44

$s=\infty$; $\Delta\rho = 1$; стекло К8

ρ_1	−2	−1	−0.5	0	+0.5	+0.87064	+1	+2	+3
$\Delta f_y/y^2$	−18.96865	−8.35879	−4.73218	−2.22445	−0.83560	−0.52818 (minimum)	−0.56563	−3.38233	−10.67455

Таким же образом, как была определена главная сферическая аберрация линзы по формуле (187), могут быть вычислены по формуле (185) сферические аберрации линз в общем случае для любых значений сопряженного расстояния s.

Рассмотрим интересный частный случай линз, в которых $\Delta\rho = (\rho_1 - \rho_2)$ относительно весьма мало. Так как при $\Delta\rho = 0$ линза обращается в мениск равной кривизны (рис. 73), то интересующий нас частный случай рассматривает семейство менисков, близких к мениску равной кривизны.

Если для общего случая линзы мы приняли $d=0$ и все же получили достаточно громоздкие формулы сопряженных расстояний при таком упрощении, то для частного случая менисков с относительно малым $\Delta\rho$ мы можем и не пренебрегать толщиной ме-

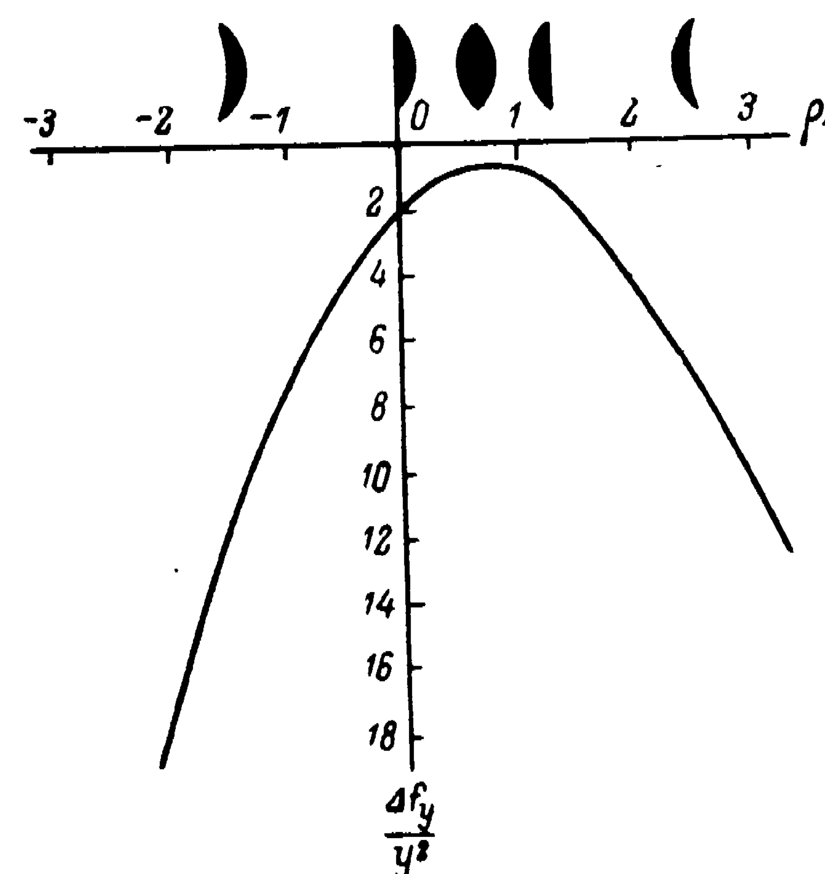


Рис. 72.

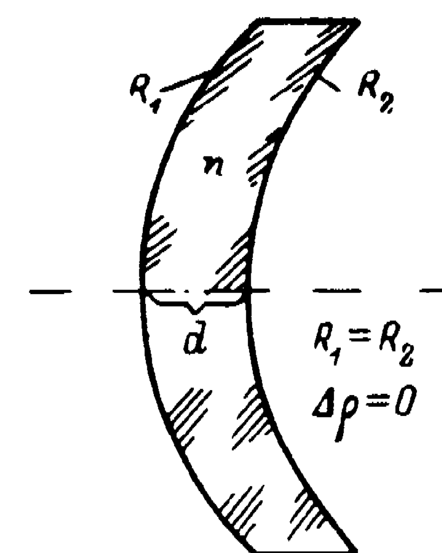


Рис. 73.

ниска d, так как теперь формула для отрезка S'_y (при $s=\infty$) может быть представлена в следующем достаточно удобном для вычисления виде:

$$S'_y \approx \frac{R_1^2\left(1-\frac{\Delta R}{R_1}\right)\left(1-\frac{d(n-1)}{R_1 n}\right)}{(n-1)d\left(\frac{n-1}{n}-\frac{\Delta R}{d}\right)} - y^2\frac{(n+2)\left[\frac{(n^2-1)(n+1)}{n^2(n+2)}-\frac{\Delta R}{d}\right]}{2n(n-1)d\left(\frac{n-1}{n}-\frac{\Delta R}{d}\right)^2}, \qquad (196)$$

откуда угловая аберрация

$$\eta_y \approx \frac{\Delta s'_y y}{(S'_0)^2} \approx -y^3\frac{(n+2)(n-1)d\left[\frac{(n^2-1)(n-1)}{n^2(n+2)}-\frac{\Delta R}{d}\right]}{2nR_1^4}. \qquad (197)$$

Как видим из формулы (196), продольная аберрация менисков рассматриваемого семейства не зависит от кривизны их первой

поверхности, а определяется формой мениска, характеризующейся отношением $\Delta R/d$ и толщиной d.

Угловая же аберрация (197) зависит не только от формы ($\Delta R/d$) и толщины (d) мениска, но еще и от кривизны первой поверхности ($\rho_1=1/R_1$), причем угловая аберрация растет пропорционально четвертой степени этой кривизны (ρ_1^4).

Изменяя отношение $\Delta R/d$ выражений (196) и (197), можно получать мениски различных форм, из которых пока укажем следующие четыре характерные.

1. Мениск равной кривизны ($R_1=R_2$) может быть задан условием

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\Delta R}{d}=0,\\ &\eta_y\approx -y^3\frac{d\,(n^2-1)^2}{2n^3R_1^4},\\ &S_0'\approx\frac{nR_1^2}{(n-1)^2\,d}.\end{aligned}\right\} \tag{198}$$

2. Мениск равной толщины, или концентрический мениск, должен удовлетворять условию

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\Delta R}{d}=1,\\ &\eta_y\approx +y^3\frac{d\,(n-1)\,(n^2+n+1)}{2n^3R_1^4},\\ &S_0'\approx-\frac{nR_1^2}{(n-1)\,d}.\end{aligned}\right\} \tag{199}$$

Если у первого мениска аберрация отрицательна, а у второго — положительна, то должна существовать некоторая промежуточная форма мениска, при которой $\eta_y=0$. Такой мениск назовем анаберрационным.

3. Анаберрационный мениск должен удовлетворять условию

$$\left.\begin{aligned} &\eta_y=0,\\ &\frac{\Delta R}{d}=\frac{(n^2-1)\,(n+1)}{n^2\,(n+2)},\\ &S_0'\approx-\frac{n^2\,(n+2)\,R_1^2}{(n-1)^2\,d}.\end{aligned}\right\} \tag{200}$$

Наконец, если мениск (198) имеет положительный, а мениск (199) отрицательный отрезок S_0', то где-то между ними должен существовать мениск с отрезком $S_0'=\infty$. Такой мениск назовем афокальным.

4. Афокальный мениск должен удовлетворять условию

$$\left.\begin{aligned} &S_0'=\infty,\\ &\frac{\Delta R}{d}=\frac{n-1}{n},\\ &\eta_y=-y^3\frac{(n-1)^2\,d}{2n^3R_1^4}.\end{aligned}\right\} \tag{201}$$

Таким образом, отношение $\Delta R/d$ характеризует не только форму мениска, но и его оптическую силу

$$\varphi_0\approx\frac{1}{S_0'}\approx\frac{d\,(n-1)\left(\frac{n-1}{n}-\frac{\Delta R}{d}\right)}{R_1^2} \tag{202}$$

и его угловую аберрацию η_y из выражения (197).

Допустим, что величины R_1 и d постоянны, а изменяется отношение $\Delta R/d$.

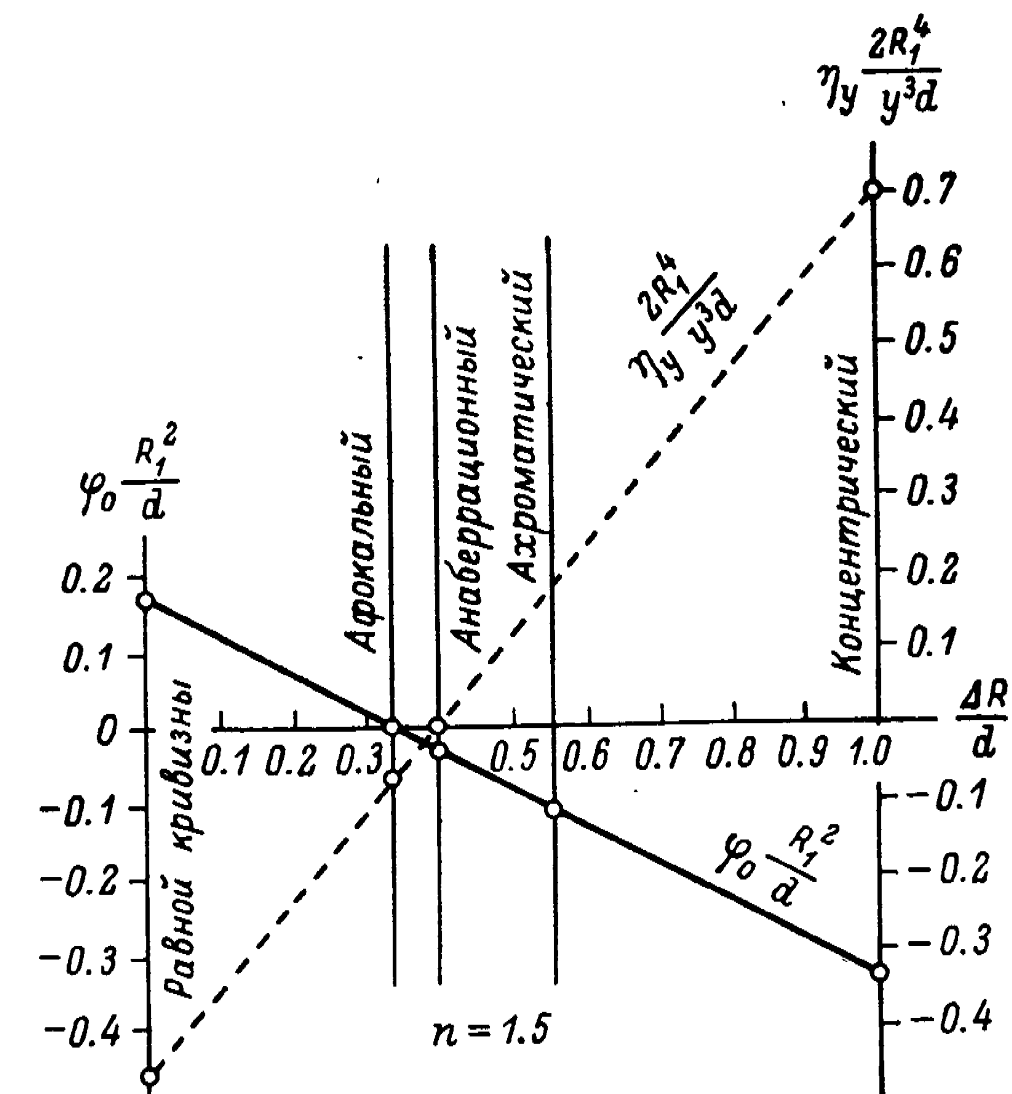


Рис. 74.

Приняв $n=1.5$, изобразим на рис. 74 величины $\varphi_0\,(R_1^2/d)$ и $\eta_y\,(2R_1^4/y^3d)$, характеризующие оптическую силу и сферическую аберрацию менисков изучаемого семейства.

Зависимость оптической силы и угловой аберрации от $\Delta R/d$ оказалась прямолинейной.

Как правило, положительный мениск ($\varphi_0>0$) обладает отрицательной аберрацией ($\eta_y<0$), за исключением узкой аномальной области между менисками афокальным и анаберрационным.

Так как большинство систем из сферических зеркал обладает отрицательной сферической аберрацией, то для ее компенсации можно применить мениски с положительной сферической аберрацией, т. е. расположенные на рис. 74 вправо от анаберрационного мениска. Здесь мы забежали несколько вперед и разъяснили один из принципов менисковых систем автора.

По мере удаления от мениска равной кривизны, в котором $\Delta R=0$, выведенные нами приближенные формулы (197) и (202) дают все менее и менее точный результат, а потому изучаемое здесь семейство менисков заключено в довольно узких границах, когда величины ΔR и d одинакового порядка и когда каждая из них значительно меньше R_1 или R_2.

Если взять общий случай линзы значительной толщины d и любых радиусов кривизны R_1 и R_2, то формулы для ее сопряженных расстояний и сферической аберрации окажутся настолько сложными, что использование их не представит заметного практического преимущества перед тригонометрическим расчетом, дающим, кроме того, точное, а не приближенное значение аберраций.

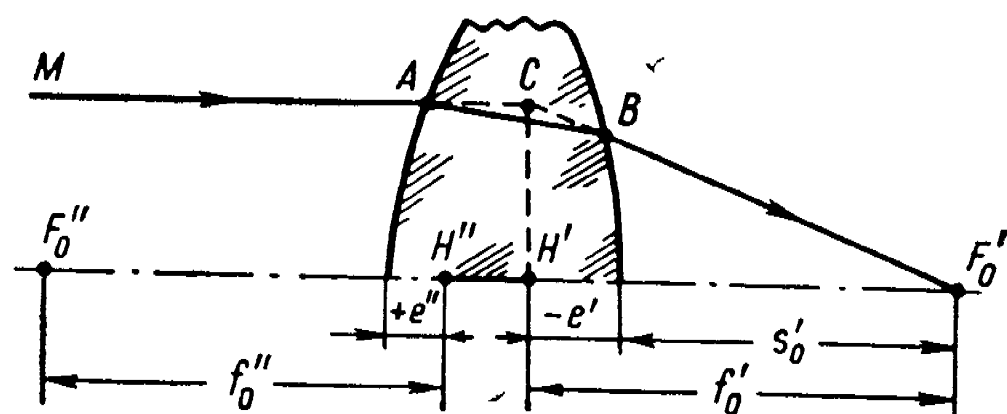


Рис. 75.

Но если толстые линзы конечного отверстия представляют затруднения для алгебраического расчета хода лучей в них, то в тех же линзах для параксиальных лучей ($y=0$) ход лучей может быть определен достаточно простыми формулами.

Обратимся снова к рис. 71 и предположим, что $y=0$ и в то же время d отлично от нуля и может иметь любую конечную положительную величину. Формула сопряженных расстояний такой линзы примет, на основании выражения (90), следующий вид:

$$\frac{1}{s_0'}=\sigma_0'=\frac{1}{\dfrac{1}{(n-1)\rho_1-\sigma}-\dfrac{d}{n}}-(n-1)\rho_2. \qquad (203)$$

Для бесконечно удаленной точки на оси ($\sigma=0$) имеем

$$\frac{1}{S_0'}=(n-1)\left(\frac{1}{R_1-d\left(\dfrac{n-1}{n}\right)}-\frac{1}{R_2}\right). \qquad (204)$$

Отрезок S_0', определяющий положение главного фокуса F_0' (рис. 75), не следует смешивать с фокусным расстоянием f_0' линзы. Для определения f_0' следует предположить y бесконечно малым и найти точку пересечения C падающего луча MA и луча преломленного BF_0'. Проекция H' точки C на оптическую ось называется первой *главной точкой* линзы, а ее расстояние до фокуса F_0' называется первым *фокусным расстоянием* f_0' линзы. Направив луч, параллельный оси, не слева направо, а справа налево на линзу,

мы определили бы точки: F_0'' — второй фокус, H_0'' — вторую главную точку и расстояние между ними f'' — второе (переднее) фокусное расстояние линзы.

Для линзы, находящейся в воздухе, как это и было нами принято при выводе формул (203) и (204), фокусные расстояния второе и первое численно равны друг другу и могут быть выражены следующим уравнением:

$$f_0'=f_0''=f_0=\frac{R_1R_2}{(n-1)\left(R_2-R_1+d\,\dfrac{n-1}{n}\right)}. \qquad (205)$$

Оптическая сила линзы $\varphi_0=1/f_0$, как величина, обратная фокусному расстоянию, может быть выражена в виде

$$\varphi_0=(n-1)(\rho_1-\rho_2)+d\rho_1\rho_2\frac{(n-1)^2}{n}. \qquad (206)$$

Положение главных точек H' и H'' определяется отрезками e' и e'', положительными, когда они отсчитываются вправо от вер-

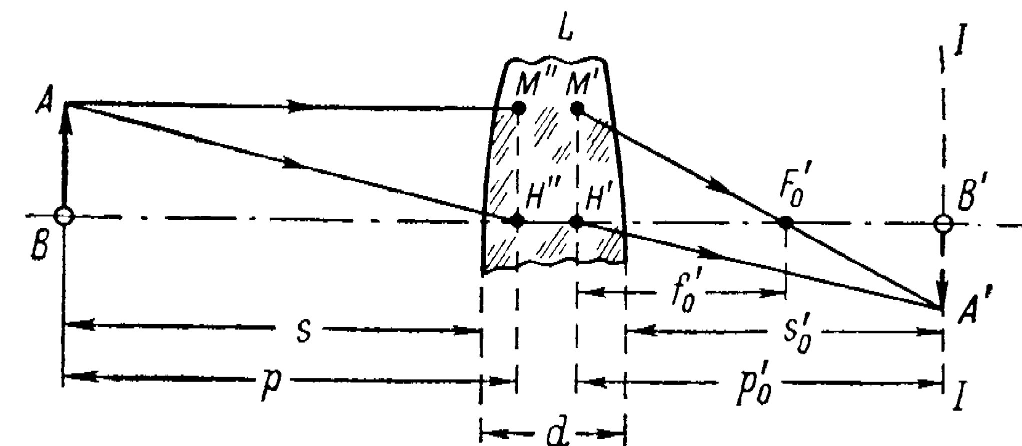


Рис. 76.

шины соответственной поверхности. Так, на рис. 75 $e'<0$ и $e''>0$.

Величины этих отрезков определяются в виде

$$\left.\begin{aligned} e'&=-\frac{d\rho_1}{n(\rho_1-\rho_2)+d\rho_1\rho_2(n-1)}=-\frac{dR_2}{n(R_2-R_1)+d(n-1)},\\ e''&=-\frac{d\rho_2}{n(\rho_1-\rho_2)+d\rho_1\rho_2(n-1)}=-\frac{dR_1}{n(R_2-R_1)+d(n-1)}. \end{aligned}\right\} \qquad (207)$$

Пользуясь формулами сопряженных расстояний линзы для параксиальных лучей, можно решать задачи по построению изображений, удовлетворяющих условиям оптики Гаусса. Так, линза L рис. 76 построит изображение предмета AB в виде $A'B'$. Если вершинное расстояние точки B равно s, то вершинное расстояние для изображения B' равно s_0' и определяется выражением (203).

Находим положение главных точек H' и H'' из выражения (207), проводим главные плоскости $M'H'$ и $M''H''$, перпендикулярные к оси и проходящие через главные точки.

Можно доказать, что всякий луч, например луч AH'', направляющийся ко второй главной точке, выходит после преломления

в линзе по направлению, параллельному первоначальному направлению и проходящему через первую главную точку; для падающего луча AH'' таким преломленным лучом явится луч $H'A'$. Таким же образом луч AM'', параллельный оси линзы, после преломления в линзе должен пройти через точку M' и через главный фокус F_0', определяемый формулой (204). Пересечение лучей $H'A'$ и $M'F_0'$ дает точку A' как изображение точки A; если AB — предмет, то $A'B'$ — его изображение.

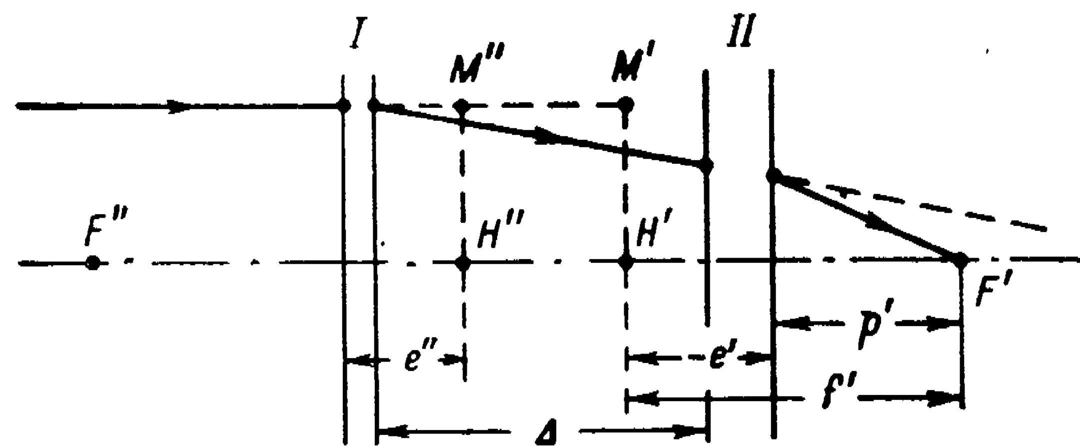


Рис. 77.

Значительно удобнее вместо сопряженных расстояний s и s_0', отсчитываемых от вершин линзы, ввести сопряженные расстояния p и p_0', отсчитываемые от соответственных главных точек. Так как

$$p = s + e'', \qquad p_0' = s_0' - e', \tag{208}$$

то, используя выражения (203) и (207), легко найти

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p_0'} = (n-1)(\rho_1 - \rho_2) + d\rho_1\rho_2\frac{(n-1)^2}{n}. \tag{209}$$

Сличая последнее выражение с (206), приходим к следующей простой зависимости:

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p_0'} = \frac{1}{f_0'}, \tag{210}$$

которая обычно и приводится во всех элементарных курсах оптики.

Переходя от одиночной линзы к *центрированной системе* из нескольких линз, мы должны определить по формулам (205) и (207) фокусные расстояния f_1', f_2', f_3', . . . отдельных линз и положения их главных плоскостей, после чего можем изображать на чертеже вместо линз их главные плоскости, от них отсчитывать сопряженные расстояния и промежутки между линзами.

На рис. 77 изображена центрированная система из двух линз I и II, положение которых определено их главными плоскостями. Фокусные расстояния линз соответственно равны f_1' и f_2', а промежуток между ними равен Δ.

На рисунке показан ход параксиального луча, параллельного оси, определяющего положение главного фокуса F' системы. Очевидно, плоскость $M'H'$ есть первая главная плоскость, а отрезок $H'F' = f'$ — первое главное фокусное расстояние системы.

Направив на систему справа налево такой же луч, мы бы определили положение второго фокуса (F'') и второй главной плоскости ($M''H''$). После этого система из двух (или нескольких) линз окажется заданной положением двух фокусов системы и двух ее главных точек совершенно так же, как и одиночная линза. Но в таком случае можно применить к системе рассмотренный нами метод построения изображения и пользоваться формулой (210), отсчитывая отрезки p и p' от точек H'' и H'.

Фокусное расстояние f' системы связано с параметрами системы следующим уравнением:

$$f' = \frac{f_1'f_2'}{f_1' + f_2' - \Delta}. \tag{211}$$

Назовем последним отрезком p' системы расстояние между последней главной точкой последней линзы и фокусом F' системы. Этот отрезок равен

$$p' = \frac{f_2'(f_1' - \Delta)}{f_1' + f_2' - \Delta}, \tag{212}$$

откуда положение главной плоскости $M'H'$ системы определяется отрезком

$$e' = p' - f' = -\frac{f_2'\Delta}{f_1' + f_2' - \Delta}. \tag{213}$$

Таким же образом определяем и другой отрезок e'', отсчитываемый от передней главной плоскости первой линзы системы:

$$e'' = \frac{f_1'\Delta}{f_1' + f_2' - \Delta}. \tag{214}$$

Фокусное расстояние f' системы обращается в бесконечность, если знаменатель выражения (211) равен нулю. В этом случае

$$\Delta = f_1' + f_2'. \tag{215}$$

Такие системы с бесконечным фокусным расстоянием или с оптической силой, равной нулю, называются *афокальными системами*.

Примем за f_1' фокусное расстояние объектива телескопа (однолинзового или сложного), а за f_2' — фокусное расстояние окуляра (простого или сложного); так как расстояние Δ между ними должно удовлетворять условию (215), то телескопическая система является в то же время системой афокальной.

В заключение остается сказать несколько слов о линзах безаберрационных, с асферическими поверхностями. Рассмотрим асферическую линзу пренебрегаемо малой толщины ($d \approx 0$) и стигматичную для главного фокуса ($s = \infty$). Продольная аберрация такой линзы, пока она ограничена сферическими поверхностями, определяется вторым членом формул (187) или (188); поэтому угловая, а затем и волновая аберрации линзы могут быть выражены в виде

$$\eta_y = -y^3 \frac{(n-1)(\rho_1-\rho_2)}{2n} \times$$
$$\times [n^3(\rho_1-\rho_2)^2 - n(2n+1)\rho_1(\rho_1-\rho_2) + (n+2)\rho_1^2], \tag{216}$$

откуда

$$h_y = y^4 \frac{(n-1)(\rho_1-\rho_2)}{8n} \times$$
$$\times [n^3(\rho_1-\rho_2)^2 - n(2n+1)\rho_1(\rho_1-\rho_2) + (n+2)\rho_1^2]. \tag{217}$$

Наименьшая асферичность будет у линзы с наименьшей аберрацией, но мы помним (рис. 72), что плоско-выпуклая линза, повернутая выпуклой стороной к падающему параллельному пучку, достаточно близка к линзе с минимальной аберрацией, а потому и возьмем в качестве примера такую плоско-выпуклую линзу ($\rho_1 > 0$; $\rho_2=0$) и определим для нее волновую аберрацию (217) для внешней зоны ($y=H=D/2$):

$$h_H = \frac{D^4(n-1)(n^3-2n^2+2)}{128n}\rho_1^3. \tag{218}$$

Выражая ρ_1 через фокусное расстояние f_0 из выражения (187) и помня, что $D/f_0=A$, находим

$$h_H = DA^3 \frac{(n^3-2n^2+2)}{128n(n-1)^2}. \tag{219}$$

Для исправления такой волновой аберрации необходимо деформировать линзу на величину

$$\delta^{\circ}_{\max} = -\frac{\delta_H}{4} = \frac{h_H}{4(n-1)} = \frac{DA^3(n^3-2n^2+2)}{512n(n-1)^3}. \tag{220}$$

Так, при $n=1.5$

$$\delta^{\circ}_{\max} = 0.0091DA^3 \tag{221}$$

или при $n=1.6$

$$\delta^{\circ}_{\max} = 0.0055DA^3, \tag{222}$$

т. е. чем выше показатель преломления стекла, тем меньшая нужна асферичность $\delta^{\circ}_{\max}$, освобождающая линзу заданных диаметра D и относительного отверстия A от сферической аберрации.

Такую асферичность можно нанести на любой из двух поверхностей линзы или распределить ее поровну или в другом соотношении между обеими поверхностями. Схематический утрированный рис. 78 поясняет сказанное на трех характерных примерах. В каждом отдельном случае изготовления асферической линзы, взвесив условия контроля формы поверхностей, методику обработки асферических поверхностей и величину асферичности $\delta^{\circ}_{\max}$, мастер-оптик может выбрать одно из трех предлагаемых решений как наивыгоднейшее для данного случая.

Линзу можно считать практически свободной от сферической аберрации, если ее волновая аберрация, отсчитанная от ближайшей сферы сравнения, не превышает $\lambda/4$. Принимая $\lambda=0.555$ мкм и используя выражение (219), находим

$$h^{\circ}_{\max} = \frac{h_H}{4} = \frac{DA^3(n^3-2n^2+2)}{512n(n-1)^2} = \frac{0.555\cdot10^{-3}}{4},$$

откуда

$$D_{\max} = 0.071\frac{n(n-1)^2}{(n^3-2n^2+2)}V^3,$$

или

$$V_{\min} = 2.4\sqrt[3]{\frac{D(n^3-2n^2+2)}{n(n-1)^2}}. \tag{223}$$

Приняв $n=1.5$, составляем таблицу предельных относительных отверстий $A_{\max}$ как функцию диаметра D сферической плоско-

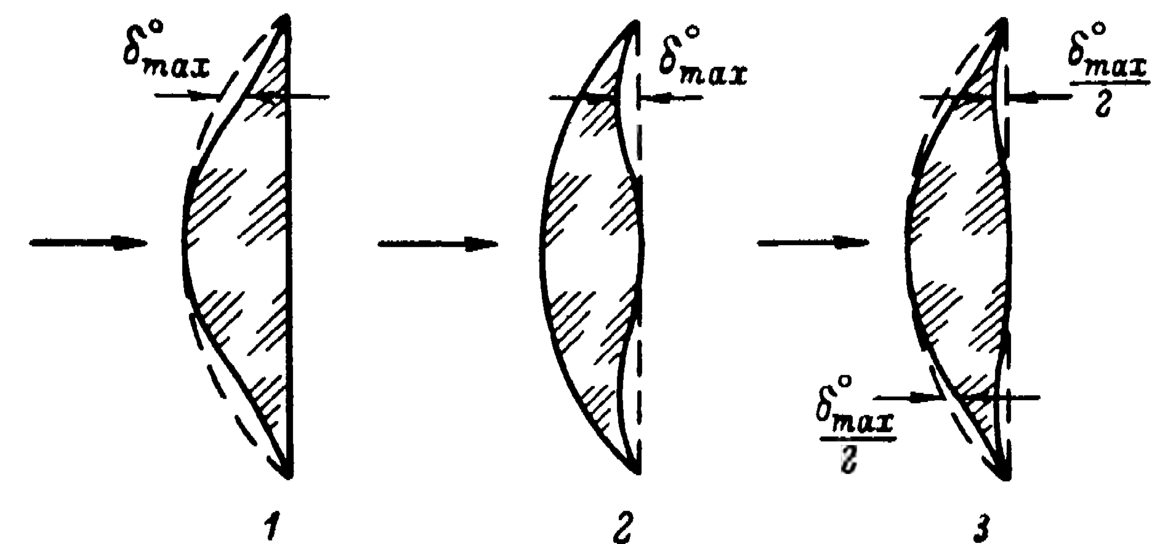


Рис. 78.

выпуклой линзы, практически свободной от аберрации в главном фокусе (табл. 45).

Таблица 45

$s=\infty$; $n=1.5$; $\rho_2=0$; $\lambda=0.555$ мкм; $h^{\circ}_{\max}=\lambda/4$

D, мм	5	10	20	50	100	200	500	1000
$A_{\max}$	1:5.5	1:6.9	1:8.7	1:11.8	1:14.9	1:18.7	1:25.4	1:32

Так, четырехдюймовый объектив в виде плоско-выпуклой линзы был бы практически свободен от сферической аберрации при относительном отверстии 1 : 15, конечно, для монохроматического света.

Такие линзы и особенно линзы ретушированные (асферические) представляют большой интерес для многих лабораторных и контрольно-измерительных установок, в которых зачастую пользуются монохроматическим светом.*

* Такая ретушь применяется в однолинзовых объективах внезатменных коронографов. — *Прим. ред.*

15. ХРОМАТИЗМ. АХРОМАТИЧЕСКИЙ ОБЪЕКТИВ

В формулу (187) фокусного расстояния бесконечно тонкой линзы входит величина показателя преломления n, различного для волн различной длины. Поэтому в общем случае линз следует ожидать, что последний отрезок s'_0, фокусное расстояние f_0 и сферическая аберрация $\Delta s'_y$ должны быть функциями длины волны λ или показателя преломления n_λ.

Длина волны λ характеризует собой цвет излучения. Поэтому все уклонения в ходе лучей и в построении изображения, связанные с непостоянством n_λ, т. е. с изменением цвета излучения, носят название *хроматических аберраций*, или *хроматизма*.

Инфракрасные и ультрафиолетовые лучи невидимы, а потому не могут иметь цвета; но мы распространяем понятие хроматизма и на эти области излучений, допуская при этом филологическую неточность.

Если последние отрезки $(s'_0)_\lambda$ для различных длин волн неодинаковы, значит, и фокусы $(F_0)_\lambda$ не совпадают в одной общей точке, а потому этот вид хроматизма называется *хроматизмом положения*.

Если фокусные расстояния $(f_0)_\lambda$ различны для различных длин волн, то цветные изображения построены в различных масштабах, поэтому такой вид хроматизма называется *хроматизмом увеличения*.

Наконец, сферическая аберрация $(\Delta s'_y)_\lambda$ изменяет свою величину с изменением длины волны, что позволяет ввести понятие *сферохроматической аберрации* как о разности сферических аберраций для излучений различных длин волн.

Во всех преломляющих веществах показатель преломления n_λ есть функция длины волны λ. Для оптических сред эти функции определяются экспериментально для некоторых избранных длин волн на специальных приборах: рефрактометрах, гониометрах и др. Для определения промежуточных значений n_λ пользуются методом интерполяции и соответственными интерполяционными формулами, учитывающими ход $n_\lambda = \varphi(\lambda)$.

Избранные длины волн связаны с монохроматическими излучениями газосветных источников света, т. е. источников линейчатых спектров.

Таблица 46

Элемент	λ, Å
Водород	6563 (C) ($H\alpha$); 4861 (F) ($H\beta$); 4340 (G') ($H\gamma$)
Натрий	5896 (D_2); 5890 (D_1)
Ртуть	5791; 5770; 5461 (e); 4916; 4359 (g); 4078; 4047 (h)
Кадмий	6438; 5086; 4800; 4678
Гелий	7065; 6578; 5876; 5016; 4922; 4713; 4471

В табл. 46 приведем значения длин волн λ, выраженные в ангстремах,* для наиболее интересных спектральных линий некоторых атомов.

Некоторым линиям присвоены буквенные обозначения, причем три водородные линии (серии Бальмера) имеют два вида буквенных обозначений. Буквенные обозначения линий приведены в таблице в скобках.

Строго говоря, каждое из перечисленных излучений не вполне монохроматично, но охватывает некоторый спектральный интервал, ширина которого зависит от способа и условий возбуждения атома. Но в газосветных лампах низкого давления эти спектральные интервалы столь узки, что для практических целей можно принимать излучения за монохроматические.

В ртутном и в натриевом спектре имеются желтые дублеты, т. е. пары линий почти одинаковой интенсивности и очень близко расположенные одна от другой. Поэтому при измерении показателя преломления для этих линий всегда следует указывать, как было произведено измерение. Для желтой натриевой линии обычно выполняется установка нитей не на первую и не на вторую линию дублета, а на середину их промежутка, поэтому показатель преломления для этой линии обозначается символом n_D, где длина волны $\lambda_D = (\lambda_{D_1} + \lambda_{D_2})/2 = 5893$ Å.

Если у длины волны нет буквенного обозначения, то при показателе преломления можно ставить длину волны в виде индекса; так, n_{5550} или $n_{0.555}$ обозначает показатель преломления для $\lambda = 5550$ Å $= 0.555$ мкм; эту длину волны, к которой глаз наиболее чувствителен, мы ранее обозначили символом λ_0. Приведем в табл. 47 показатели преломления для двух ходовых сортов оптического стекла: крона К8 и флинта Ф2, из которых чаще всего выполняют линзы астрономических объективов нормального типа.

Таблица 47

Стекло	n_C	n_D	n_{λ_0}	n_F	$n_{G'}$	$n_F - n_C$	ν_D	ν_{λ_0}	$\alpha \cdot 10^6$	d
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
К8	1.51390	1.51630	1.51785	1.52196	1.52646	0.00806	64.06	64.24	7.84	2.53
Ф2	1.61160	1.61640	1.61963	1.62844	1.63869	0.01684	36.60	36.80	7.44	3.60

Здесь в столбцах 2, 3, 4, 5, 6 даны показатели преломления двух стекол (К8 и Ф2) для различных цветов (длин волн) — от красного до сине-фиолетового.

В столбце 7 приведена так называемая *средняя дисперсия* стекол как разность показателей преломления для голубого

* 1 ангстрем = 1Å = 10^{-4} микрона.

(F) и красного (C) лучей. Как видим, дисперсия флинта более чем в два раза превышает дисперсию крона.

Из формулы (186), например, следует, что оптическая сила линзы пропорциональна (n — 1). Так, для луча D у стекла К8 $n_D - 1 = 0.5163$, тогда как у стекла Ф2 $n_D - 1 = 0.6164$, а значит, при одинаковой геометрической форме линз оптические силы флинтовой и кроновой линз находятся в отношении 1.19 : 1. В свое время Ньютон сделал преждевременное и необоснованное допущение, что в таком же отношении должны находиться и дисперсии двух стекол; поэтому если соединить две линзы с одинаковыми по величине, но обратными по знаку дисперсиями, то оптические силы линз должны быть также одинаковы по величине, но обратны по знаку, а совокупность таких линз должна дать хотя и ахроматичную систему, но с оптической силой, равной нулю, т. е. систему, эквивалентную плоскопараллельной пластинке. Это допущение Ньютона, равносильное утверждению невозможности осуществления ахроматических объективов, надолго затормозило их развитие.

В действительности это не так, и если у приведенной в таблице пары стекол отношение $(n-1)_{\text{Ф2}}/(n-1)_{\text{К8}} = 1.19$, то отношение средних дисперсий $(n_F - n_C)_{\text{Ф2}}/(n_F - n_C)_{\text{К8}} = 2.07$.

Иными словами, вогнутая флинтовая линза может иметь ту же дисперсию, но обратного знака, что и кроновая выпуклая линза, и в то же время ее отрицательная оптическая сила будет значительно меньше положительной оптической силы кроновой линзы; совокупность же таких двух линз даст а х р о м а т и ч е с к и й объектив с положительной оптической силой, что и требуется для всякого объектива как собирателя лучей в фокус.

Вот почему дисперсию стекла нельзя характеризовать одной только величиной $(n_F - n_C)$ без учета величины (n — 1) и вот почему Аббе ввел величину

$$\nu_D = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}, \tag{224}$$

называемую *коэффициентом дисперсии*, или *числом Аббе*, и приведенную в 8-м столбце таблицы.

Здесь луч D рассматривается как средний для видимого спектра, к которому глаз весьма чувствителен; но строже считать за средний луч тот, к которому чувствительность глаза максимальна, а таким лучом является луч с длиной волны $\lambda = 0.555$ мкм. Поэтому в 9-м столбце приведен коэффициент дисперсии

$$\nu_{\lambda_0} = \frac{n_{\lambda_0} - 1}{n_F - n_C}, \tag{225}$$

более удобный для расчетов визуальных объективов. Впрочем, величины ν_D и ν_{λ_0} мало отличаются друг от друга, как это и следовало ожидать.

В случае иных видов хроматической коррекции объективов удобно пользоваться другими выражениями для коэффициента дисперсии. Так, забегая несколько вперед, скажем, что при чисто фотографической коррекции в общем фокусе можно соединять лучи F и h, тогда как вершина хроматической кривой расположится вблизи луча G'. Поэтому здесь рационально выражать среднюю дисперсию величиной $n_h - n_F$, а коэффициент дисперсии величиной

$$\nu_{G'} = \frac{n_{G'} - 1}{n_h - n_F}, \tag{226}$$

причем $\nu_{G'}$ существенно отличается от ν_D и ν_{λ_0}, так как имеет совершенно другой знаменатель.

В столбцах 10 и 11 таблицы приведены значения коэффициентов линейного расширения (α) и удельного веса (d) стекол.

В каталогах оптического стекла даются приведенные в таблице константы стекол, за исключением n_{λ_0} и ν_{λ_0}, а также многие другие характеристики и константы, которые для нас сейчас неинтересны. Оптическими константами стекол мы называем значения показателей преломления для различных длин волн и как следствие — значения дисперсий и коэффициентов дисперсий.

Число с о р т о в оптического стекла, различающихся по оптическим константам, неограниченно велико, но так как замена одного сорта другим, близким к нему по константам, не приносит каких-либо оптических выгод и преимуществ, то производство устанавливает для каждой области оптических констант некоторую стандартную рецептуру, обеспечивающую наивыгоднейшую технологию изготовления стекла и наивыгоднейшие физико-химические его свойства. Иными словами, без ущерба для дела каждая область оптических констант может быть представлена одним единственным сортом стекла. С другой стороны, имеются области констант, чрезвычайно интересные и выгодные для осуществления высококачественной оптики, но эти области до сего дня не представлены сортами стекла, так как все попытки сварить стекло с такими константами не увенчиваются успехом на практике. И хотя в наших и заграничных каталогах оптического стекла имеются сотни различных сортов, но часто один сорт дублирует другой; обилие номенклатуры является никому не нужной и бесполезной роскошью, а наиболее интересные для астрономической оптики сорта стекол до сих пор не изобретены и не осуществлены.

Дисперсия стекол и других преломляющих сред быстро растет с уменьшением длины волны. Иллюстрируем это на примере плавленого кварца, для которого приведем на рис. 79 значения показателей преломления не только для видимой, но и для ультрафиолетовой области спектра.

Если бы глаз человека был чувствителен к ультрафиолетовым лучам, то мы еще нескоро осуществили бы совершенные визуальные диоптрические приборы, так как не смогли бы в должной мере парализовать хроматизм, обусловленный огромными дисперсиями веществ. Но в видимой области дисперсии веществ во много раз меньше, чем в ультрафиолетовой, да и глаз обладает, кроме того, избирательной чувствительностью, слабо воспринимая сине-фиолетовую и далекую красную радиации.

В астрографах, чувствующих не только сине-фиолетовую, но и близкую ультрафиолетовую радиации, дисперсия причиняет много хлопот вычислителю, стремящемуся снизить по возможности остаточный хроматизм.

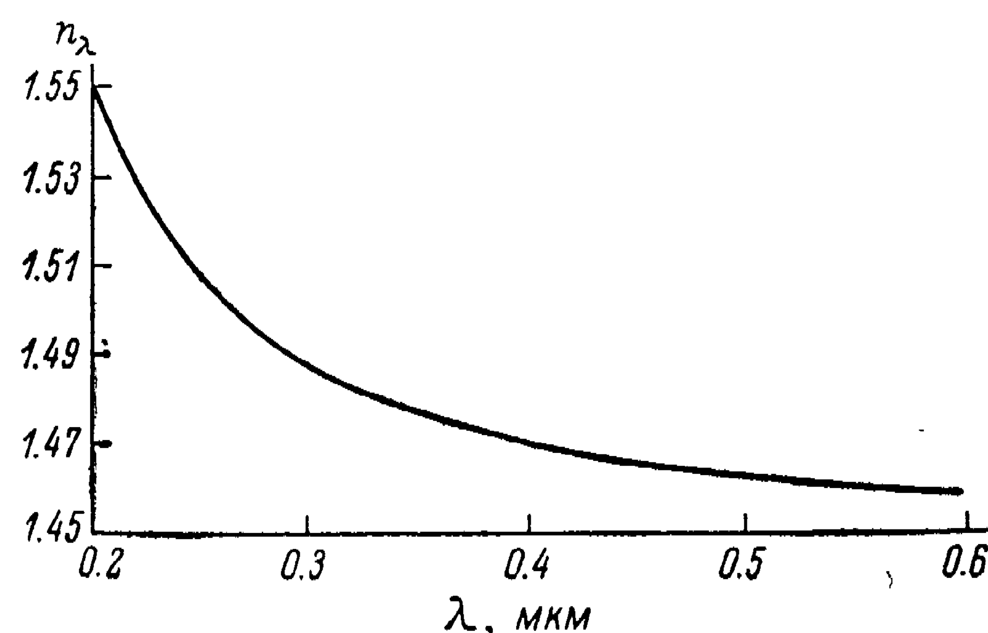


Рис. 79.

Наконец, в лабораторных приборах, исследующих далекую ультрафиолетовую область спектра, значительные дисперсии веществ не позволяют рассчитать достаточно хороших оптических систем: чем больше дисперсия, тем больше вероятность, что ход дисперсии одного вещества будет сильнее отличаться от хода дисперсии другого вещества; несоответствие же в ходе дисперсии для одной и другой линзы ахроматического объектива приводит, как мы увидим ниже, к появлению остаточного хроматизма.

Зная оптические константы вещества линзы, мы имеем возможность выяснить ее хроматические свойства. Допустим, что на бесконечно тонкую линзу L, заданную сортом стекла и радиусами кривизны, падает параллельный пучок белого света (рис. 80), допустим также, что относительное отверстие линзы очень мало и сферическая аберрация практически равна нулю; иначе говоря, исследуем ход белого пучка через тонкую линзу для ее параксиальной области. Для этого случая, согласно (187) и (188), имеем

$$(f_0)_\lambda = \frac{1}{(\varphi_0)_\lambda} = \frac{R_1 R_2}{(n_\lambda - 1)(R_2 - R_1)} = \frac{1}{(n_\lambda - 1)(\rho_1 - \rho_2)}. \quad (227)$$

Поэтому чем больше n_λ, т. е. чем короче длина волны λ, тем короче и фокусное расстояние $(f_0)_\lambda$. Фокусы F_λ для различных цветов расположатся вдоль оптической оси, как это показано схематически на рис. 80, а линза L, примененная в роли астрономического объектива, будет обладать хроматизмом положения.

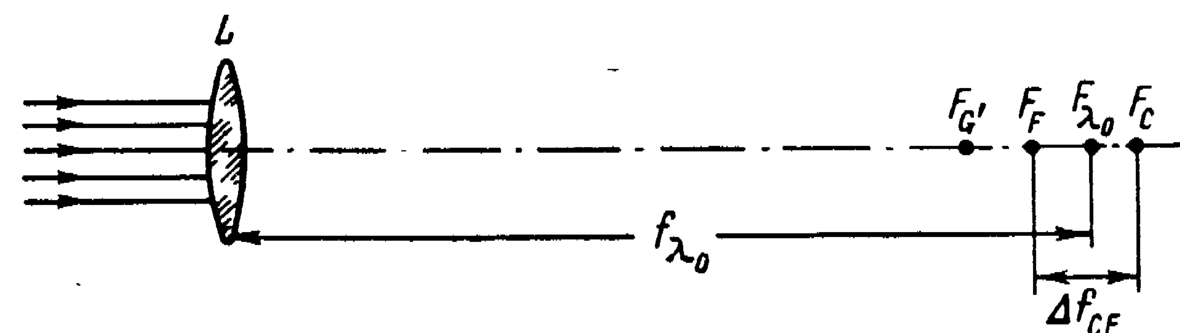


Рис. 80.

За меру хроматизма положения примем отрезок $F_F F_C$ и обозначим его через Δf_{CF}; за фокусное расстояние примем f_{λ_0} как фокусное расстояние наиболее эффективных для глаза лучей. Тогда

$$\frac{\Delta f_{CF}}{f_{\lambda_0}} = \frac{(n_F - n_C)(n_{\lambda_0} - 1)}{(n_C - 1)(n_F - 1)}, \quad (228)$$

но

$$(n_C - 1)(n_F - 1) \approx (n_{\lambda_0} - 1)^2,*$$

откуда

$$\frac{\Delta f_{CF}}{f_{\lambda_0}} = \frac{(n_F - n_C)}{(n_{\lambda_0} - 1)} = \frac{1}{\nu_{\lambda_0}}. \quad (229)$$

Иначе говоря, отношение фокусного расстояния линзы для среднего луча к продольному хроматизму в лучах C и F равно коэффициенту дисперсии.

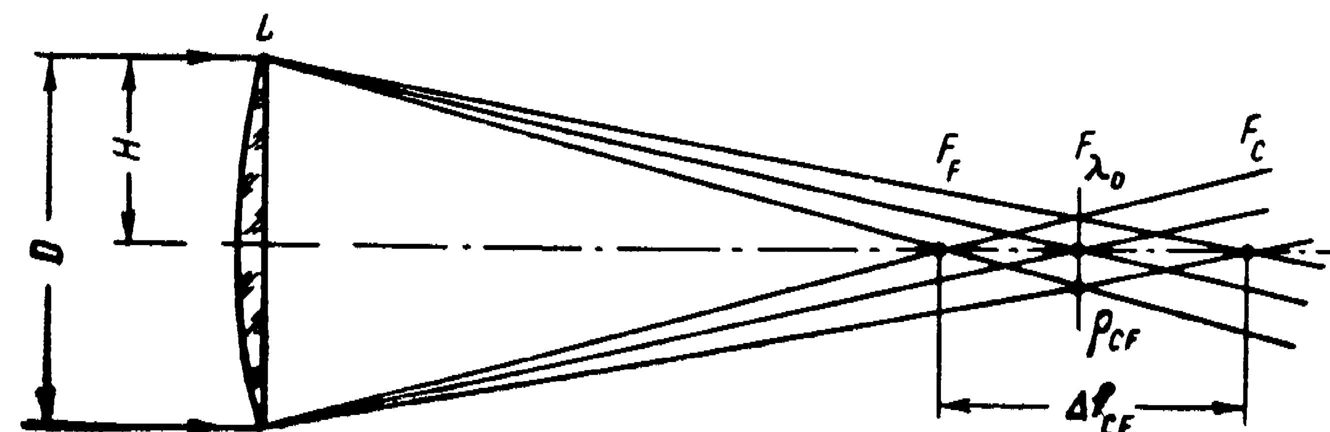


Рис. 81.

Допустим (рис. 81), что линза L имеет конечный, хотя и небольшой, диаметр $D = 2H$. Тогда в плоскости наилучшей фокусировки (а такой фокусировкой при визуальных наблюдениях явится фокусировка на F_{λ_0}) изображения точки как в лучах C,

* Так, для стекла К8 $(n_C - 1)(n_F - 1) = 0.26823$, тогда как $(n_{\lambda_0} - 1)^2 = 0.26817$.

так и в лучах F представятся в виде *хроматических кружков* приблизительно одинакового радиуса ρ_{CF}, который из рисунка и из выражения (229) определяется как

$$\rho_{CF} = \pm \frac{D}{4\nu_{\lambda_0}}. \quad (230)$$

Так, для линзы из крона К8 радиус хроматического кружка в лучах C и F при фокусировке на лучи λ_0 в 257 раз меньше диаметра D линзы.

От поперечного хроматизма легко перейти к угловому хроматизму η_{CF}, который для полного отверстия линзы, очевидно, равен

$$\eta_{CF} = \pm \frac{\rho_{CF}}{f_{\lambda_0}} = \pm \frac{D}{4f\nu_{\lambda_0}} = \pm \frac{A}{4\nu_{\lambda_0}}. \quad (231)$$

Как видим, хроматизм в любом выражении пропорционален величине $1/\nu_{\lambda_0}$; в то же время продольный хроматизм Δf_{CF} пропорционален фокусному расстоянию f, поперечный хроматизм пропорционален диаметру D, а угловой хроматизм пропорционален относительному отверстию A линзы.

Так как угловой хроматизм для зоны y имеет (согласно (231)) вид

$$(\eta_{CF})_y = \pm \frac{y}{2f\nu_{\lambda_0}}, \quad (232)$$

то волновой хроматизм для лучей C и F и при фокусировке на лучи λ_0 выразится как

$$(h_{CF})_y = \mp \frac{y^2}{4f\nu_{\lambda_0}}, \quad (233)$$

что для полного отверстия линзы ($D=2H$) даст полную величину волнового хроматизма в виде

$$(h_{CF})_{\max} = \mp \frac{DA}{16\nu_{\lambda_0}}, \quad (234)$$

где знак $\mp$ говорит о том, что в лучах C волновой хроматизм будет отрицательным, а в лучах F — положительным.

Приравнивая выражение (234) четверти λ_0, находим условие для одиночной линзы, являющейся первоклассным визуальным объективом для спектрального интервала от C до F:

$$\left.\begin{aligned} D_{\max} &= 0.00222\, F\nu_{\lambda_0}, \\ \text{или} \quad A_{\max} &= \frac{0.00222\,\nu_{\lambda_0}}{D}. \end{aligned}\right\} \quad (235)$$

Для достижения возможно большего диаметра или возможно большего относительного отверстия следует, конечно, брать стекло с возможно бо́льшим коэффициентом дисперсии ν_{λ_0}, и в этом смысле для однолинзового объектива кроны предпочтительнее флинтов.

Остановимся на стекле К8, у которого $\nu_{\lambda_0}=64.24$. Тогда формула (235) позволит составить табл. 48.

Таблица 48

Стекло К8

D, мм	5	50	70	100	140	200	500	1000
$A_{\max}$	1 : 35	1 : 350	1 : 491	1 : 700	1 : 981	1 : 1400	1 : 3500	1 : 7000
$f_{\min}$, м	0.175	17.5	34.4	70	137	280	1750	7000

Даже малая одиночная кроновая линза с отверстием всего лишь 5 мм требует относительного отверстия не более 1 : 35 и фокусного расстояния не менее 175 мм, чтобы быть практически ахроматичной в спектральном интервале от лучей C до лучей F.

Четырехдюймовый однолинзовый объектив потребовал бы для тех же целей $A \leqslant 1:700$ и $f \geqslant 70$ м.

Такие длинные трубы («воздушные» трубы) строились в конце XVII и в начале XVIII в., и если в них выдерживались соотношения табл. 48, то хроматизм в них был практически неощутим; если же фокусные расстояния укорачивались в 2—3 раза против значений таблицы, то хроматизм уже давал себя чувствовать.

Мы должны помнить, что предыдущие рассуждения игнорировали всю сине-фиолетовую радиацию, для которой хроматизм значительно больше учтенной нами величины и к которой глаз человеческий хотя и мало, но все же чувствителен. Поэтому мы были не слишком строги, устанавливая зависимость (235), при которой изображение звезды может представиться в виде достаточно белого, яркого и резкого дифракционного кружка, окруженного, однако, заметным сине-фиолетовым ореолом. При диаметре линзы 1 м относительное отверстие пришлось бы снизить до 1 : 7000, а длина такого телескопа составила бы 7 км.

Поэтому понятно, почему во времена Гевелия, Кассини, Гюйгенса и др. астрономические трубы были такими длинными и почему независимо от состояния стекловарения того времени они не могли иметь сколько-нибудь значительного диаметра, т. е. высокой разрешающей силы.

Но однолинзовые объективы существовали почти полтора столетия, конкурировали с переменным успехом с рефлекторами и обогатили науку ценнейшими открытиями, в которых нас теперь изумляет искусство и мученическое терпение тех, кто строил «воздушные» трубы и кто в такие инструменты наблюдал.

Сличая табл. 48 и 45, мы видим, что в однолинзовом объективе основной помехой оказывается не сферическая аберрация, но хроматизм. Декарт не ощутил первостепенной роли хроматизма

и полагал, что если освободиться от сферической аберрации, то качество однолинзового объектива заметно повысится и позволит укоротить фокусное расстояние, а вместе с тем и длину телескопа. Ради этого он предпринял кропотливые изыскания в области асферических поверхностей и анаберрационных линз. Эти работы явились знаменательной вехой на пути развития геометрической оптики, но привести к интересным практическим результатам они не могли, так как базировались на ложном представлении. Действительно, четырехдюймовый однолинзовый телескоп требует относительного отверстия 1 : 700, чтобы освободиться от помех хроматизма; увеличим это число в 4 раза и доведем относительное отверстие до 1 : 175, при котором хроматизм будет явно снижать качество изображения; и все же такой объектив вполне безупречен в отношении сферической аберрации; относительное отверстие можно повысить еще почти в 12 раз, доведя его до 1 : 15, после чего появятся первые следы помех сферической аберрации. Но в этом случае хроматизм окажется в 47 раз больше допустимого.

В конце первой половины XVIII в. появились первые попытки осуществления *ахроматического объектива*, получившего практическое завершение во второй половине XVIII в. Идея ахроматического объектива была нами отчасти пояснена выше.

Возьмем положительную линзу из крона К8 с кривизнами ρ_1' и ρ_2' и отрицательную линзу из флинта Ф2 с кривизнами ρ_1'' и ρ_2''; допустим, что обе линзы бесконечно тонки и сложены вплотную. Расчеты произведем для параксиальных лучей. Все величины, относящиеся к кроновой и флинтовой линзам, будем соответственно обозначать индексами (′) и (″); величины же, относящиеся к объективу в целом, не будем сопровождать индексами.

Оптические силы таких линз и их совокупности для луча λ_0 могут быть выражены в виде

$$\left.\begin{aligned} \varphi_{\lambda_0}' &= (n_{\lambda_0}' - 1)(\rho_1' - \rho_2'), \\ \varphi_{\lambda_0}'' &= (n_{\lambda_0}'' - 1)(\rho_1'' - \rho_2''), \end{aligned}\right\} \qquad (236)$$

$$\varphi_{\lambda_0} = \varphi_{\lambda_0}' + \varphi_{\lambda_0}'' = (n_{\lambda_0}' - 1)(\rho_1' - \rho_2') + (n_{\lambda_0}'' - 1)(\rho_1'' - \rho_2''). \qquad (237)$$

Подобным же образом представим оптические силы объектива для лучей C и F:

$$\left.\begin{aligned} \varphi_C &= (n_C' - 1)(\rho_1' - \rho_2') + (n_C'' - 1)(\rho_1'' - \rho_2''), \\ \varphi_F &= (n_F' - 1)(\rho_1' - \rho_2') + (n_F'' - 1)(\rho_1'' - \rho_2''). \end{aligned}\right\} \qquad (238)$$

Оказывается, что нельзя совместить в одном фокусе лучи трех и более цветов, но лучи двух цветов, например C и F, всегда можно совместить в одном фокусе. Если линзы бесконечно тонкие и сложены вплотную, то совмещение фокусов F_C и F_F равносильно равенству фокусных расстояний f_C и f_F или оптических сил φ_C и φ_F.

Поэтому уравнения (238) приравниваем друг к другу, после чего определяем

$$\frac{\rho_1' - \rho_2'}{\rho_1'' - \rho_2''} = -\frac{n_F'' - n_C''}{n_F' - n_C'}. \qquad (239)$$

Вместо $(\rho_1 - \rho_2)$ подставляем их значения из (236) и получаем

$$\frac{\varphi_{\lambda_0}'}{\varphi_{\lambda_0}''} = -\frac{(n_{\lambda_0}' - 1)(n_F'' - n_C'')}{(n_F' - n_C')(n_{\lambda_0}'' - 1)} = -\frac{\nu_{\lambda_0}'}{\nu_{\lambda_0}''}. \qquad (240)$$

Используя выражение (237), находим значения φ_{λ_0}' и φ_{λ_0}'', выраженные через оптическую силу φ_λ объектива:

$$\left.\begin{aligned} \varphi_{\lambda_0}' &= \varphi_{\lambda_0} \frac{\nu_{\lambda_0}'}{\nu_{\lambda_0}' - \nu_{\lambda_0}''}; \\ \varphi_{\lambda_0}'' &= -\varphi_{\lambda_0} \frac{\nu_{\lambda_0}''}{\nu_{\lambda_0}' - \nu_{\lambda_0}''}. \end{aligned}\right\} \qquad (241)$$

Так, если мы хотим образовать ахроматический объектив с оптической силой $\varphi = +1$, то кроновая линза должна быть положительной, а флинтовая — отрицательной, причем для стекол К8 и Ф2, как это следует из (241) и табл. 47,

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= +1, \\ \varphi_{\lambda_0}' &= +2.34111, \\ \varphi_{\lambda_0}'' &= -1.34111 \end{aligned}\right\} \qquad (242)$$

или

$$\left.\begin{aligned} f &= +1, \\ f_{\lambda_0}' &= +0{,}427148, \\ f_{\lambda_0}'' &= -0{,}745652. \end{aligned}\right\} \qquad (243)$$

Для получения оптических сил выражения (241) линзам необходимо придать разность кривизн $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$, определяемую из (236) в виде

$$\left.\begin{aligned} \Delta\rho' &= \frac{\varphi_{\lambda_0}}{(\nu_{\lambda_0}' - \nu_{\lambda_0}'')(n_F' - n_C')}, \\ \Delta\rho'' &= -\frac{\varphi_{\lambda_0}}{(\nu_{\lambda_0}' - \nu_{\lambda_0}'')(n_F'' - n_C'')}. \end{aligned}\right\} \qquad (244)$$

Так, в случае принятой нами пары стекол и для $\varphi_{\lambda_0} = +1$ имеем

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= +1, \\ \Delta\rho' &= +4.52148, \\ \Delta\rho'' &= -2.16408. \end{aligned}\right\} \qquad (245)$$

Как видим, для образования ахроматического визуального объектива при заданных двух сортах стекла и заданной оптической силе или фокусном расстоянии необходимо выдержать строго

определенную (245) *разность кривизн* у кроновой и у флинтовой линз, тогда как формы линз или, как можно сказать, их изгибы могут быть самыми разнообразными: ахроматический объектив, заданный сортами стекла и фокусным расстоянием, имеет бесконечное множество решений.

Иллюстрируем сказанное схематически двумя рядами линз рис. 82, на котором первый ряд относится к случаю несклеенного, а второй — к случаю склеенного двухлинзового визуального ахромата типа «крон впереди».

Таким же образом можно изобразить бесчисленное множество комбинаций линз заданной разности кривизны, но различного их изгиба для объектива типа «флинт впереди».

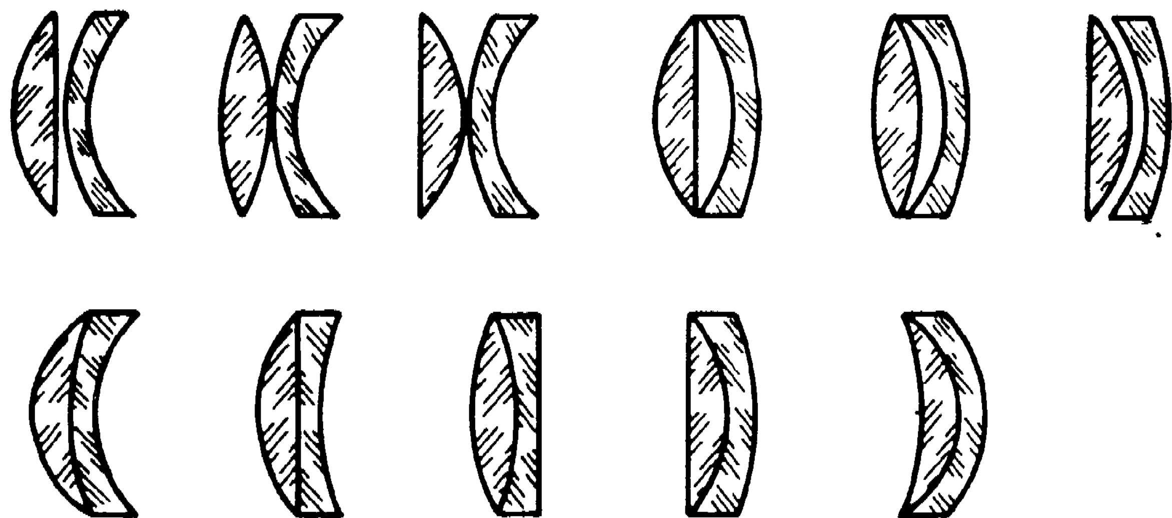


Рис. 82.

Но ясно, что изображенные на рисунке объективы, будучи ахроматизованы для лучей C и F, могут обладать и значительной сферической аберрацией, и значительной комой.

Попробуем в первую очередь исправить в объективе сферическую аберрацию, для чего выберем такое сочетание изгибов кроновой и флинтовой линз, при котором отрицательная флинтовая линза компенсирует сферическую аберрацию положительной кроновой линзы. Для выводов остановимся на конструкции объектива «крон впереди», помня, что те же рассуждения могут быть применены и к конструкции «флинт впереди». По-прежнему предположим линзы бесконечно тонкими и соприкасающимися.

Для кроновой линзы $s=\infty$, а потому ее сферическая аберрация выражается в общем виде формулой (192), в которой следует принять $n=n'_{\lambda_0}=1.51785$ и $\Delta\rho=\Delta\rho'=4.52148$, после чего

$$\frac{(\Delta f'_y)_{\lambda_0}}{y^2}=-[0.494918\,(\rho'_1)^2-3.89659\rho'_1+10.0578]. \qquad (246)$$

Решение этого уравнения для различных характерных значений независимой переменной ρ'_1 послужит нам для составления кривой, аналогичной кривой рис. 72.

Теперь определим аберрацию флинтовой линзы в о б р а т н о м х о д е л у ч е й, для чего предположим, что светящаяся

точка расположена в главном фокусе F объектива, повернутого на 180° (рис. 83). В этом случае, согласно (243) и (245), для флинтовой линзы имеем

$$\left.\begin{aligned} s=f&=+1,\\ \sigma=\varphi&=+1,\\ \rho_1&=-\rho''_2,\\ \rho_2&=-\rho''_1,\\ \rho_1-\rho_2=\Delta\rho''&=-2.16408,\\ s'_0=-f'_0&=-0.427148,\\ n=n''_{\lambda_0}&=1.61963. \end{aligned}\right\} \qquad (247)$$

Делая соответственные подстановки в формулу (184), прежде всего убеждаемся, что s'_0 действительно равно -0.427148. После

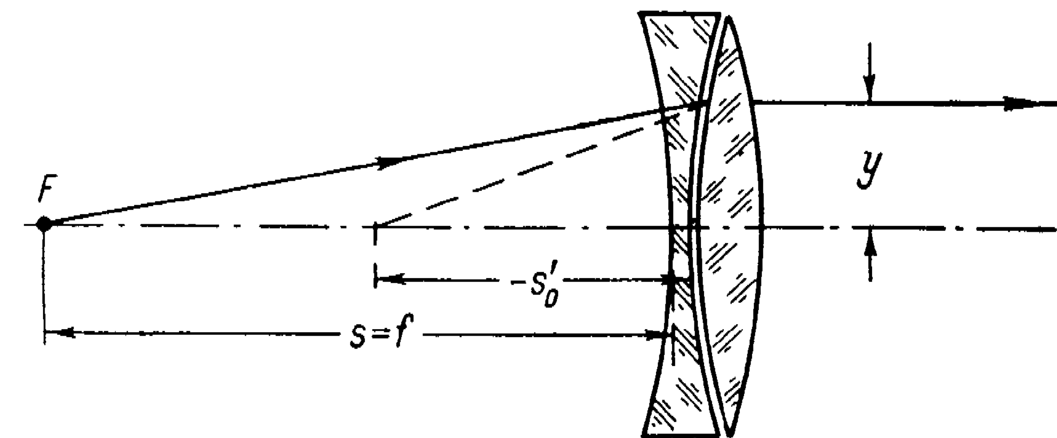


Рис. 83.

этого определяем продольную аберрацию $\Delta s'_y$ флинтовой линзы, подставляя величины (247) в формулу (185), в которой ввиду бесконечно малой толщины соприкасающихся линз y для флинтовой линзы имеет ту же величину, что и для кроновой. Получаем

$$\left.\begin{aligned} \frac{(\Delta s'_y)_{\lambda_0}}{y^2}&=0.273431\,(\rho''_2)^2-1.91399\rho''_2+3.57246,\\ \text{или}\quad \frac{(\Delta s'_y)_{\lambda_0}}{y^2}&=0.273431\,(\rho''_1)^2-0.730538\rho''_1+0.710963. \end{aligned}\right\} \qquad (248)$$

Решаем уравнения (246) и (248) для различных значений независимых переменных ρ'_1 и ρ''_1, после чего по найденным точкам строим кривые рис. 84. Первая кривая представляет собой значения $\Delta f'_y/y^2=\varphi\,(\rho'_1)$ выражения (246), всегда отрицательные. Вторая кривая представляет собой значения $\Delta s'_y/y^2=\varphi\,(\rho''_1)$ выражения (248). Эти значения во всех случаях оказались положительными, а потому флинтовая линза принципиально способна скомпенсировать аберрацию кроновой линзы. Для полной компенсации необходимо выполнение условия

$$\frac{\Delta f'_y}{y^2}=-\frac{\Delta s'_y}{y^2}. \qquad (249)$$

Поэтому вторая кривая вычерчена с учетом перемены знака на обратный.

По оси абсцисс рис. 84 отложены независимые переменные ρ_1' и ρ_1'', но так как ρ_1 и ρ_2 связаны зависимостями (245), то появляется возможность отложить по оси абсцисс в дополнительной строке значения ρ_2' и ρ_2''. Кроме того, для большей наглядности изображены характерные формы линз против соответственных точек оси абсцисс.

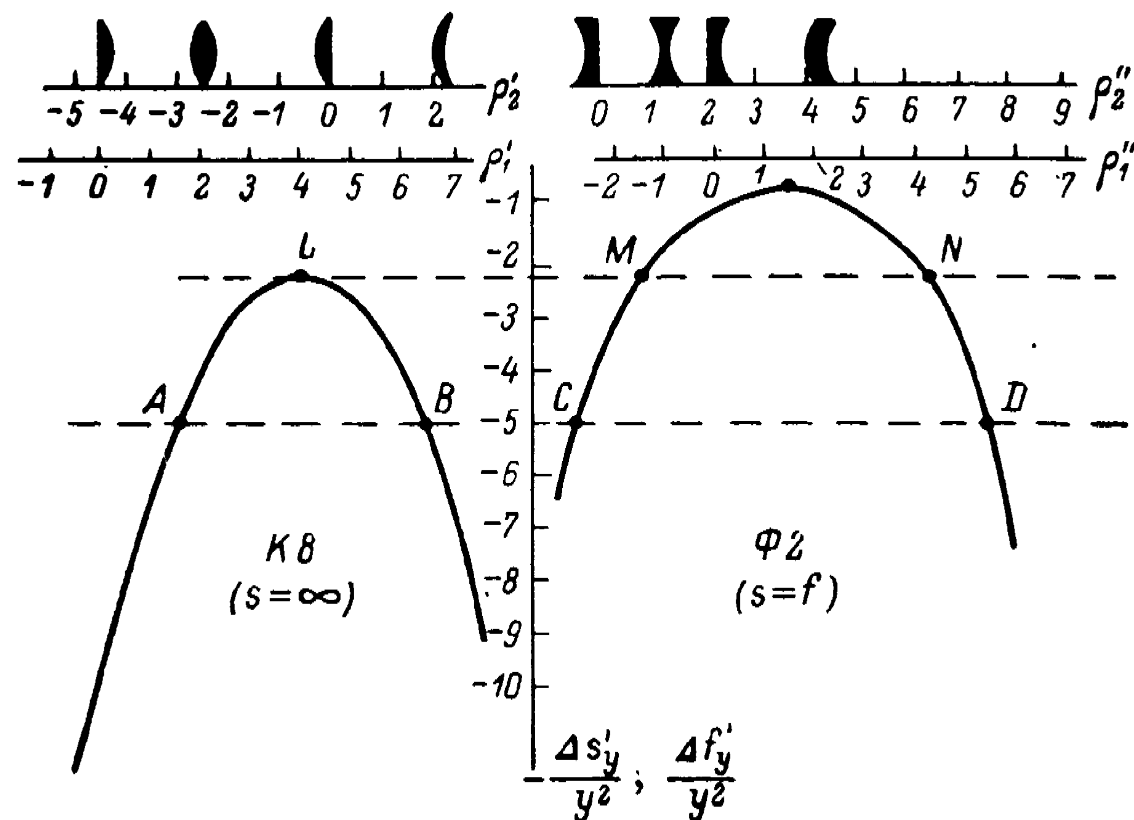


Рис. 84.

По оси ординат измеряем в равных масштабах: $\Delta f_y'/y^2$ для первой кривой и $-\Delta s_y'/y^2$ для второй кривой.

Возьмем произвольную точку A на первой кривой и проведем горизонтальную прямую (уровень), определяющую положение точек B, C и D. Очевидно, точки A и B определяют собой такие две формы (два изгиба) кроновой линзы, при которых сферические аберрации линзы одинаковы и вполне компенсируются аберрацией флинтовой линзы, если ей приданы формы (изгибы) C или D.

Поэтому на данном уровне возможны четыре комбинации форм линз, при которых ахроматический объектив будет, кроме того, свободен от сферической аберрации. Эти комбинации обозначим соответственно через $A+C$, $A+D$, $B+C$, $B+D$.

И так для каждого горизонтального уровня чертежа, вплоть до предельного уровня LMN, обладающего только двумя комбинациями: $L+M$ и $L+N$.

Так как формы линз для каждой точки кривых нам известны и охарактеризованы значениями ρ_1 и ρ_2, то изобразим схематически на рис. 85 первые четыре из рассмотренных нами комбинаций в некотором условном масштабе.

Из этих четырех комбинаций первая $(A+C)$ имеет бесспорные практические преимущества перед остальными, так как в ней

кривизны поверхностей линз имеют умеренные значения, а наибольшие кривизны значительно меньше наибольших кривизн остальных комбинаций.

Эту первую комбинацию назовем комбинацией *наименьших кривизн*.

Малые кривизны линз благоприятны для *сферохроматической аберрации*, которая быстро растет с ростом кривизн, а также для *центрировки* объектива, допуски на которую сильно ужесточаются с ростом кривизн; кроме того, в большинстве случаев линзы объектива шлифуют из плоских заготовок стекла в виде дисков, а потому комбинация $A+C$ наиболее экономично расходует стекло.

	A + C		A + D		B + C		B + D	
КВ	$\rho_1'=1.65$	$\rho_2'=-2.87$	$\rho_1'=1.65$	$\rho_2'=-2.87$	$\rho_1'=6.15$	$\rho_2'=1.63$	$\rho_1'=6.15$	$\rho_2'=1.63$
Ф2	$\rho_1''=-2.85$	$\rho_2''=-0.69$	$\rho_1''=5.48$	$\rho_2''=7.64$	$\rho_1''=-2.85$	$\rho_2''=-0.69$	$\rho_1''=5.48$	$\rho_2''=7.64$

Рис. 85.

С кривых рис. 84 можно снять две пары таких точек, при которых будет удовлетворено условие

$$\rho_2' = \rho_1''. \tag{250}$$

Но если кривизны внутренних поверхностей объектива одинаковы, то линзы можно склеить, например, бальзамом или другим прозрачным веществом с показателем преломления, близким к показателю преломления стекол.

Склейка линз объектива интересна по многим причинам:

1) отражение света на склеенных поверхностях весьма мало, а потому в склеенном объективе мы уменьшаем потери света на отражение почти на 10%;

2) склейка значительно уменьшает волновые аберрации объектива, обусловленные ошибками формы склеиваемых поверхностей, а потому эти поверхности можно изготовлять с пониженными точностями;

3) склейка ликвидирует эффект от мелких царапин и мата на склеиваемых поверхностях и не оставляет места для появления новых царапин или для внутреннего запыления или запотевания объектива;

4) склейка увеличивает механическую жесткость линз, обеспечивает неизменность центрировки и простоту сборки объектива.

Но склейка обнаруживает и целый ряд отрицательных свойств, из которых главными являются:

1) неоднородность и свили в бальзаме;

2) натяжения и вызываемые ими деформации поверхностей линз, в большинстве случаев прогрессирующие с течением времени и не устраняемые вполне даже тщательным отжигом;

3) напряжения и деформации линз, связанные с переменами температуры и с неравенством коэффициентов теплового расширения крона, флинта и бальзама.

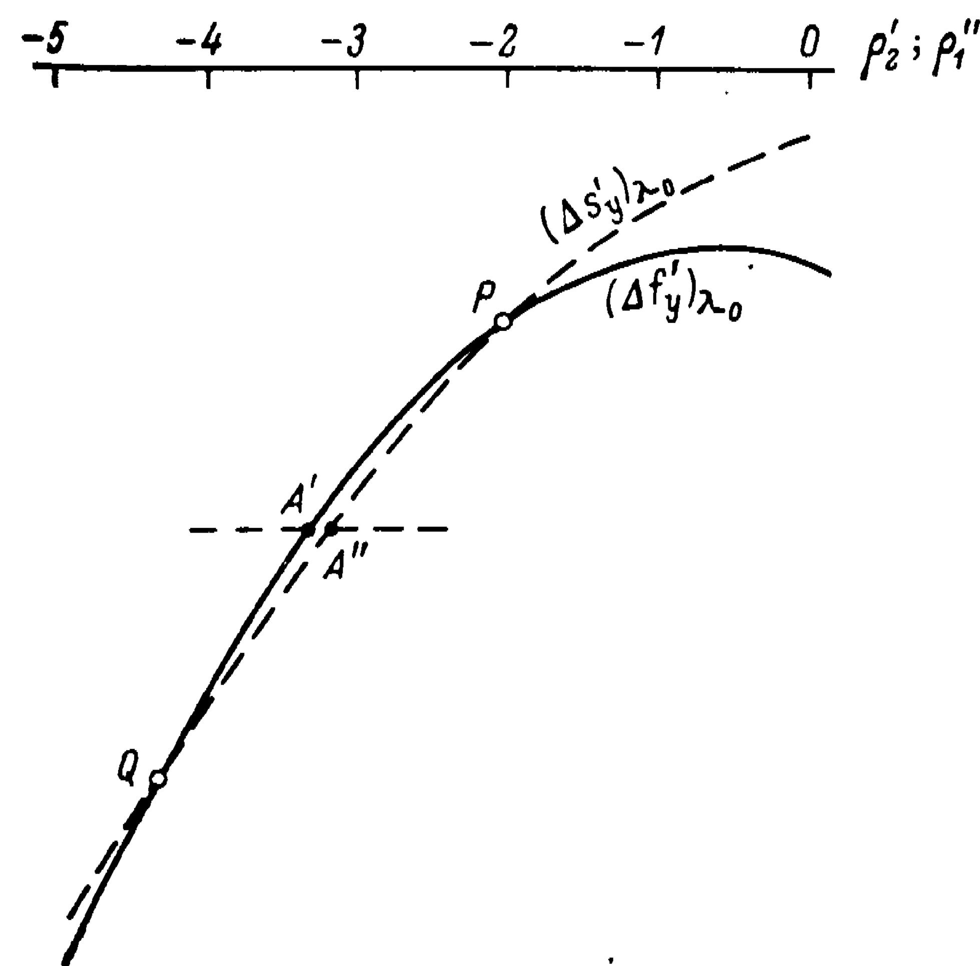


Рис. 86.

Если для малых объективов ($D \leqslant 70$) склейка линз допустима и даже желательна, то для объективов средних и тем более крупных она совершенно нерациональна.

Кроме склейки линз, возможна их посадка на оптический контакт, имеющая некоторые преимущества перед склейкой. Но и в одном, и в другом случае в силе остается условие (250).

В случае выбранных нами стекол К8 и Ф2 два решения для склеенного объектива лежат близко к комбинации $A+C$, как это видно из кривых рис. 84 и из сопоставления ρ_2' и ρ_1'' рис. 85 для первой комбинации. В общем случае произвольного выбора пары сортов стекла эти решения находятся следующим образом.

Вычерчиваем (рис. 86) кривую $(\Delta f_y')_{\lambda_0}$ для кроновой линзы, принимая за независимую переменную ρ_2', а затем кривую $(\Delta s_y')_{\lambda_0}$ для флинтовой линзы, принимая за независимую переменную ρ_1''. Точки пересечения P и Q двух кривых и соответствуют двум случаям склеенного объектива. Склеенные объективы такого типа называются, по имени их автора, объективами Клеро.

Замечательно, что у двух объективов Клеро типа P и Q одинаковы численные значения коэффициента комы, но, в то время как у типа P кома отрицательна, у типа Q она положительна.

Поэтому между точками P и Q и приблизительно на середине их расстояния находится некоторый горизонтальный уровень $A'A''$, которому соответствует объектив с *исправленной комой*.

Так как все рассмотренные нами комбинации, во-первых, ахроматичны для лучей C и F и, во-вторых, свободны от сферической аберрации третьего порядка, то объектив $A'+A''$ рис. 86, кроме того, свободен от комы, а потому может быть назван *визуальным апланатом*.

Если визуальный апланат рис. 86 не может быть склеенным ($\rho_2' \neq \rho_1''$), то при надлежащем выборе сортов стекла может оказаться, что кривая $(\Delta f_y')_{\lambda_0}$ касается кривой $(\Delta s_y')_{\lambda_0}$ в точке A'', совпадающей с точкой A'. В этом случае $\rho_2' = \rho_1''$ и мы осуществляем *склеенный визуальный апланат*. Комбинация $A+C$ рис. 84 и рис. 85 не очень далека от этого случая.

Современный астрономический объектив должен быть не только ахроматичным и свободным от сферической аберрации, но и с исправленной комой. Мы видели уже, как сильно ограничивает кома поля резких изображений; поэтому даже в визуальном рефракторе кома может снижать качество изображения на краях поля зрения при пользовании слабыми окулярами.

Допустим, что объектив рефрактора имеет относительное отверстие A и что коэффициент комы K_{II} у него численно такой же, как у параболического зеркала ($K_{\text{II}} = \pm 0.25$). В этом случае предельный угол $w_{\max}$ поля зрения определяется выражением (164).

Допустим далее, что нами применен слабый окуляр с зрачком выхода $d=5$ мм. При таком окуляре мы используем объективное поле с углом w_d, причем, как будет показано в дальнейшем,* для окуляров нормального типа

$$\left.\begin{aligned} w_d &\approx \frac{0.364}{D}\, d, \\ \text{т. е. при } d=5 \qquad w_d &\approx \frac{1.82}{D}. \end{aligned}\right\} \tag{251}$$

Приравнивая (251) выражению (164), находим

$$A_{\max} = 1:22.4, \tag{252}$$

и это независимо от диаметра объектива.

Так как относительное отверстие объективов обычно больше 1 : 22.4, то кома на краях поля зрения при слабых окулярах снижает качество изображения, если $K_{\text{II}} \geqslant 0.25$.

---

* К сожалению, в дальнейшем Д. Д. Максутовым это не показано, но это следует из того, что угол поля зрения окуляра обычно бывает около 20°. — *Прим. ред.*

С другой стороны, так как у произвольно выбранной комбинации $A+C$ рис. 84 коэффициент комы может во много раз превышать $K_{II}=\pm 0.25$, то в таких объективах помехи комы могут иметь место при значительно меньших зрачках выхода, т. е. не только при слабых, но и при сильных окулярах.

Если кома нежелательна и даже вредна в визуальных объективах, то тем более она вредна и совершенно недопустима в объективах фотографических, в которых углы поля зрения w измеряются многими десятками минут, а часто и несколькими градусами.

Поэтому мы не будем рассматривать здесь разнообразных конструкций двухлинзовых объективов с неисправленной комой, так как они имеют скорее исторический, чем практический, интерес для современной астрономии, требующей объективов с исправленной комой, т. е. апланатов.

Все же приведем в табл. 49 очень ценный материал, заимствованный у Данжона и Кудера и описывающий свойства некоторых характерных комбинаций $A+C$ рис. 84.

Таблица 49

№ п. п.	Характерные особенности объективов	ρ_1'	ρ_2'	ρ_1''	ρ_2''	K_{II}
1	Первая поверхность плоская	±0.000	−5.285	−5.315	−2.474	+1.152
2	Тип Клеро Q	+0.204	−5.085	−5.085	−2.248	+1.047
3	Стигматичный для переднего и заднего фокусов	+0.782	−4.515	−4.465	−1.619	+0.657
4	Стигматичный для главного фокуса и для двойного фокусного расстояния	+1.130	−4.169	−4.091	−1.228	+0.405
5	Одинаковые внешние кривизны	+1.179	−4.120	−4.042	−1.179	+0.357
6	Тип Фраунгофера	+1.400	−3.901	−3.814	−0.953	+0.192
7	Тип Гершеля	+1.460	−3.842	−3.754	−0.894	+0.125
8	Апланат	+1.631	−3.670	−3.580	−0.737	±0.000
9	Последняя поверхность плоская	+2.408	+2.908	−2.862	±0.000	−0.720
10	Тип Литтрова	+2.661	−2.661	−2.649	+0.218	−1.008
11	Тип Клеро P	+2.694	−2.628	−2.628	+0.247	−1.047
12	Тип Эйлера	+4.520	−0.899	−1.760	+1.186	−4.50
13	Апланат «флинт впереди»	+2.335	+5.215	+5.285	−0·041	±0.000
14	Параболическое зеркало	+0.500	—	—	—	+0.250

Таблица относится к случаю реальных, а не бесконечно тонких объективов, составленных из стекол:

$$\left.\begin{array}{ll}\text{крон:} & n'=1.518,\\ \text{флинт:} & n''=1.614,\end{array}\right\}\quad \frac{n_F''-n_C''}{n_F'-n_C'}=1.867,\quad \frac{\nu'}{\nu''}=1.576.$$

Конструкция объективов: «крон впереди» при наименьших кривизнах линз, т. е. комбинации $A+C$. Дополнительно приведены данные для апланата «флинт впереди» и для параболического зеркала.

Относительное отверстие объективов принято 1 : 15, при этом толщина кроновой линзы составляет $D/6.06$, а толщина флинтовой линзы $D/9.52$.

По этой причине кривизны линз отличаются от тех, которые дает теория бесконечно тонких линз, хотя и в незначительной степени.

Из этого семейства объективов представляют интерес для астрономии два апланата — № 8 и № 13, тогда как для других практических целей интересны, кроме того, №№ 1, 2, 3, 4, 9, 11.

Объективы типа Фраунгофера и Гершеля могут иметь применение в визуальных рефракторах только потому, что в них коэффициенты комы достаточно малы.

Объектив Эйлера (№ 12) был задуман его автором ради уменьшения сферической аберрации кроновой линзы; в нем кроновая линза поставлена в условия наименьшей сферической аберрации. Но никакого практического интереса этот тип объектива не представляет, так как в нем кома в 18 раз больше комы эквивалентного параболического зеркала.

При удачном выборе сортов стекла, как мы видели, можно совместить тип Клеро Q с типом Клеро P и получить склеенный апланат, представляющий большой практический интерес и для астрономических целей (мелкие любительские рефракторы).

Табл. 49 можно было бы дублировать для характерных объективов конструкции «флинт впереди», но так как в ней нас может интересовать главным образом апланатический объектив, то мы его и приводим под № 13, не дублируя таблицы.

Выше был указан путь расчета апланата; повторим и уточним его.

Остановившись на двух сортах стекла, делаем выбор между конструкциями «флинт впереди» или «крон впереди». Затем по формулам (187) и (183) строим кривые рис. 84 в соответствии с тем или другим выбором конструкции и для случая $f=1/\varphi=1$.

Далее совмещаем кривые, как это показано на рис. 86, и находим решения для объективов типа Клеро P и Клеро Q; решение для апланата будет средним между этими решениями. Наконец, переходим от бесконечно тонких линз к реальным линзам конечной толщины и, выполняя два или более тригонометрических расчета, «захватываем в вилку» решение для апланата и получаем его методом интерполирования. После этого полезно сделать окончательный тригонометрический расчет объектива, не во всех случаях, впрочем, обязательный.

Если остановиться на сортах стекол К8 и Ф2, как на нормальных и постоянно применяющихся для двухлинзовых ахроматических объективов, и если выбрать из двух конструкций конструкцию «крон впереди», то можно составить эмпирические формулы для расчета апланатов различных относительных отвер-

стий с рационально изменяющимися толщинами линз в зависимости от относительного отверстия.

Такое исследование было выполнено автором и позволило составить следующие эмпирические формулы для вычисления конструктивных элементов:

Визуальный апланат из стекол К8 и Ф2:

$$\left.\begin{aligned} R_1/D &= +0.6438\, V^{0.9780},\\ R_2/D &= -0.4615\, V^{0.8578},\\ R_3/D &= -(0.4615\, V^{0.8578} + 0.000326\, V^{2.4}),\\ R_4/D &= -1.4316\, V^{1.015},\\ d_1/D &= 0.3685\, V^{0.5373}\ (\text{стекло К8}),\\ d_2/D &= 0\ (\text{воздух}),\\ d_3/D &= 0.0604\, V^{0.086}\ (\text{стекло Ф2}). \end{aligned}\right\} \qquad (253)^*$$

Например, находим конструктивные элементы для объектива $D=30$, $A=1:3$:

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= +55.7, & d_1 &= 6.12\ (\text{К8}),\\ R_2 &= -35.5, & d_2 &= 0,\\ R_3 &= -35.64, & d_3 &= 1.99\ (\text{Ф2}).\\ R_4 &= -131.2 \end{aligned}\right\} \qquad (254)$$

На рис. 87 изображен такой объектив, являющийся достаточно хорошо ахроматизированным для лучей C и F и исправленным на сферическую абберацию и кому.

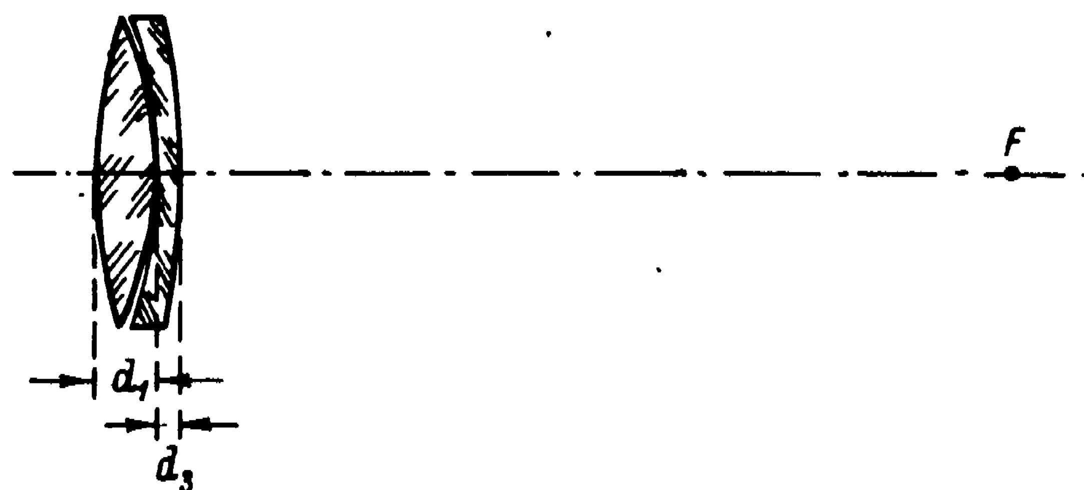


Рис. 87.

Эмпирические формулы (253) дают достаточно точные результаты для диапазона относительных отверстий от $A \approx 1:3.5$ до $A \approx 1:6$. Если относительное отверстие объектива приближается к этим границам или выходит за них и если объектив предназначается для ответственных целей, то уточняющие дополнительные тригонометрические расчеты неизбежны, а формулы (253) позволяют сразу же близко подойти к правильному решению.

* В этих формулах численные коэффициенты приведены с преувеличенной и не для всех случаев оправданной точностью. Но пока не выполнены дополнительные исследования вопроса, я решил не менять величины найденных коэффициентов.

До сих пор мы не затрагивали вопроса об остаточных аберрациях, предполагая объективы совершенными, коль скоро они ахроматизованы для лучей C и F и исправлены на сферическую аберрацию и кому.

В действительности это не так, так как все аберрации могут быть исправлены лишь в первом приближении и тем несовершеннее, чем больше относительное отверстие объектива и его диаметр. Поэтому в реальных объективах имеют место и остаточный хроматизм, и остаточная сферическая аберрация, и остаточная кома.

В дальнейшем мы приведем эмпирические формулы для расчета остаточных аберраций в объективах любого относительного отверстия и конструкций «крон впереди», составленных из стекол К8 и Ф2.

Перейдем к изучению главной и наиболее вредной остаточной аберрации объективов — остаточного хроматизма.

16. ВТОРИЧНЫЙ СПЕКТР. ОБЪЕКТИВЫ С УМЕНЬШЕННЫМ ВТОРИЧНЫМ СПЕКТРОМ

Изобретение ахроматических объективов в середине XVIII в. произвело совершенно понятный переворот в оптическом приборостроении. Вместо длинных, неуклюжих инструментов малого диаметра и малой разрешающей силы стали появляться трубы более мощные и в то же время более короткие, допускающие удобную и совершенную монтировку, в значительной степени свободные от прогибов, а потому пригодные для целей точной астрометрии.

С открытого воздуха стало возможным перенесение инструмента под защиту купола обсерватории современного типа.

Бытовые, технические и военные приборы, вроде подзорной трубы, угломерных приборов, биноклей, впервые приобрели приемлемые габариты и вес при достаточной их силе. Принцип ахроматического объектива с успехом был перенесен на микрообъективы, а значительно позднее, к моменту открытия фотографии, и на фотообъективы.

Начало XIX в. знаменует собою широкое применение ахроматического объектива, а вместе с ним и расцвет современной оптики и современного оптического стекловарения.

Но как ни блестяще было само изобретение и как ни многообещающи были первоначальные надежды, с ним связанные, последующие полтора века усовершенствования ахроматического объектива привели к относительно скромным результатам.

Здесь мы столкнулись с неблагоприятным ходом дисперсии в оптических стеклах и других прозрачных средах, не позволяющим в полной мере освободиться от остаточного хроматизма.

Сводя лучи C и F или лучи других двух цветов в общий фокус, мы бессильны направить в тот же фокус остальные лучи сложного (белого) света. В результате имеет место остаточный хроматизм положения, называемый *вторичным спектром.*

Все попытки изобрести новые сорта стекол с благоприятным ходом дисперсии либо приводили к несущественному уменьшению вторичного спектра, либо имели следствием появление другого вида остаточного хроматизма (сферохроматической аберрации) недопустимо большой величины. Из этого заколдованного круга и в настоящее время не намечается хорошего выхода, если не говорить о новых менисковых системах, решающих задачу практически полной ахроматизации телескопов, однако совершенно другим путем и в иной форме.

Возвращаемся к визуальному ахромату и предполагаем, что он составлен из двух бесконечно тонких соприкасающихся линз $(d_1=d_2=d_3\approx 0)$ — кроновой и флинтовой.

Для ахроматизации объектива в лучах C и F необходимо, как мы помним, выполнить условия (240), (241), (244).

При этом фокусное расстояние f_λ для любой длины волны λ, согласно (237), имеет вид

$$f_\lambda=\frac{1}{(n'_\lambda-1)(\rho'_1-\rho'_2)+(n''_\lambda-1)(\rho''_1-\rho''_2)}. \qquad (255)$$

Подставляем вместо $(\rho'_1-\rho'_2)$ и $(\rho''_1-\rho''_2)$ их значения из (244), после чего получаем

$$f_\lambda=f_{\lambda_0}\frac{\nu'_{\lambda_0}-\nu''_{\lambda_0}}{\nu'_\lambda-\nu''_\lambda}, \qquad (256)$$

откуда находим величину продольного вторичного спектра для лучей λ относительно фокуса F_{λ_0}:

$$f_\lambda-f_{\lambda_0}=\Delta f_{\lambda\lambda_0}=f_{\lambda_0}\frac{\dfrac{n'_{\lambda_0}-n'_\lambda}{n'_F-n'_C}-\dfrac{n''_{\lambda_0}-n''_\lambda}{n''_F-n''_C}}{\nu'_\lambda-\nu''_\lambda}. \qquad (257)$$

Отношение частных дисперсий $(n_{\lambda_0}-n_\lambda)$ к средней дисперсии (n_F-n_C) обозначим через γ_λ:

$$\gamma_\lambda=\frac{n_{\lambda_0}-n_\lambda}{n_F-n_C}, \qquad (258)$$

после чего

$$\frac{\Delta f_{\lambda\lambda_0}}{f_{\lambda_0}}=\frac{\gamma'_\lambda-\gamma''_\lambda}{\nu'_\lambda-\nu''_\lambda}. \qquad (259)$$

Для приведенных в табл. 47 двух сортов стекла вычисляем γ_λ для пяти цветов — C, D, λ_0, F, G' и выписываем их в табл. 50.

В предпоследней строке таблицы найден числитель выражений (257) и (259). Что же касается знаменателя $\nu'_\lambda-\nu''_\lambda$, то его можно заменить разностью любых других коэффициентов

Таблица 50

	λ				
	C	D	λ_0	F	G'
γ'_λ (К8)	+0.4901	+0.1923	0	−0.5099	−1.0682
γ''_λ (Ф2)	+0.4768	+0.1918	0	−0.5232	−1.1318
$\Delta\gamma_\lambda=\gamma'_\lambda-\gamma''_\lambda$	+0.0133	+0.0005	0	+0.0133	+0.0636
$\dfrac{\Delta f_{\lambda\lambda_0}}{f_{\lambda_0}}$	$+484\cdot10^{-6}$	$+18\cdot10^{-6}$	0	$+484\cdot10^{-6}$	$+2310\cdot10^{-6}$

дисперсии и, в частности, разностью чисел Аббе $\nu'_D-\nu''_D$, которую сокращенно будем обозначать через $\Delta\nu=\nu'-\nu''$.

Действительно, если $\nu'_{G'}=37.93$ отличается от $\nu''_D=36.60$ на 3.6% или если $\nu'_{G'}=65.32$ отличается от $\nu'_D=64.06$ на 2%, то разность $\nu'_{D'}-\nu''_{D'}=27.39$ отличается от разности $\nu'_D-\nu''_D=\Delta\nu=27.46$ всего лишь на $^1/_4\%$.

Поэтому, не вводя сколько-нибудь существенной ошибки, можем переписать выражение (259) в виде

$$\frac{\Delta f_{\lambda\lambda_0}}{f_{\lambda_0}}=\frac{\gamma'_\lambda-\gamma''_\lambda}{\nu'_D-\nu''_D}=\frac{\Delta\gamma_\lambda}{\Delta\nu} \qquad (260)$$

и вычислить продольный вторичный спектр для лучей различных цветов, выраженный в долях f_{λ_0} и приведенный в последней строке табл. 50. Последнюю строку таблицы можно изобразить в виде кривой рис. 88, на котором по оси ординат отложены длины волн λ, а по оси абцисс — относительный продольный вторичный спектр $\Delta f_{\lambda\lambda_0}/f_{\lambda_0}$.

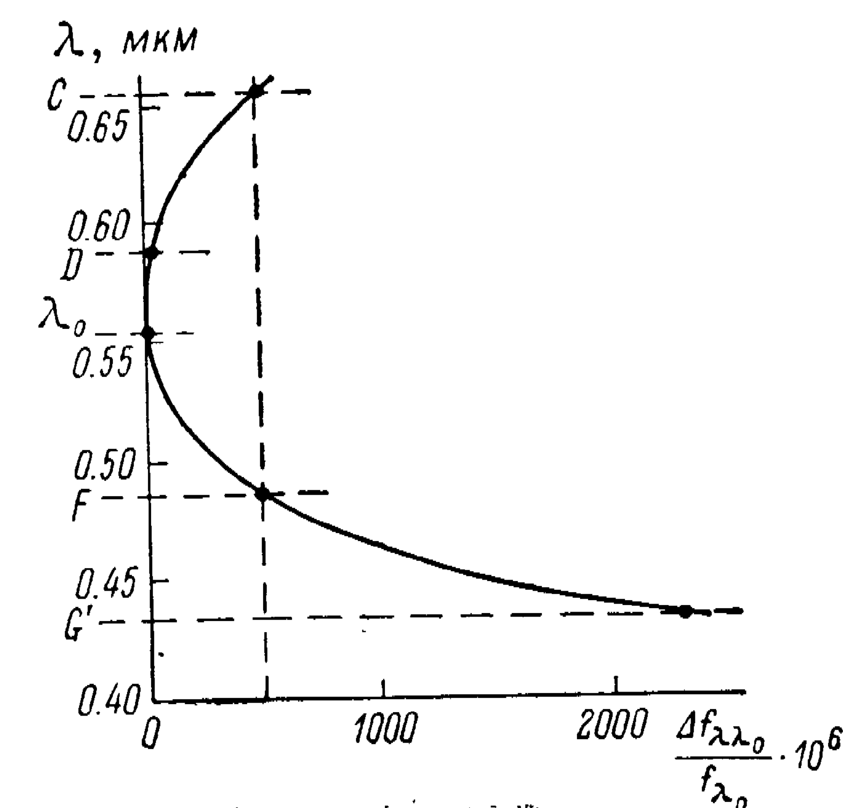


Рис. 88.

Такая кривая называется *хроматической кривой* объектива. Ее вершина соответствует λ_0, к которой чувствительность глаза максимальна, а потому такой вид коррекции объектива называется *визуальной коррекцией.*

При фокусировке окуляра на фокус F_{λ_0} лучи F и C образуют хроматический кружок рассеяния с радиусом

$$\rho_{CF}=\frac{D}{2}\cdot 484\cdot 10^{-6}. \qquad (261)$$

Поэтому угловая и волновая аберрации в лучах C и F при фокусировке для лучей λ_0 имеют для полного отверстия объектива значения

$$\zeta_{CF} = \frac{\rho_{CF}}{f} = 242 \cdot 10^{-6} A = 50 \cdot A \text{ сек. дуги}, \qquad (262)$$

$$h_{CF} = 60.5 \cdot 10^{-6} DA \qquad (263)$$

(для углового вторичного спектра мы ввели новый символ: ζ_{CF}).

Если последнее выражение приравнять $\lambda_0/4$, то будет выполнено условие первоклассного визуального объектива для спектрального интервала от C до F. Очевидно, что в этом случае

$$\left.\begin{aligned} D_{\max} &= 2.29 V \\ \text{или} \quad A_{\max} &= \frac{2.29}{D}. \end{aligned}\right\} \qquad (264)$$

Сличая (264) с выражением (235), в котором примем $\nu_{\lambda_0} = 64.24$, находим, что с переходом от однолинзового неахроматического объектива к двухлинзовому ахромату из стекол К8 и Ф2 мы получили выигрыш в предельном диаметре или в предельном относительном отверстии ровно в 16 раз!

Число 16 хорошо и беспристрастно характеризует тот переворот, который имел место в астрономической оптике с изобретением ахроматического объектива в середине XVIII в.

Условие (264) позволяет составить таблицу предельных относительных отверстий $A_{\max} = \varphi(D)$ для визуальных ахроматов (табл. 51), практически свободных от помех вторичного спектра в спектральном интервале от C до F, причем близкая к параболической форма хроматической кривой (рис. 88) заставляет ожидать значительного сине-фиолетового ореола у изображения даже в том случае, когда для интервала от C до F волновой хроматизм не превышает $\lambda/4$.

Эту оговорку следует помнить и при сравнении ахромата с однолинзовым объективом, так как найденное выше 16-кратное преимущество ахромата перед однолинзовым объективом справедливо лишь для спектрального интервала от C до F; при более широком спектральном интервале преимущество ахромата заметно уменьшается, так как вторичный спектр растет в первом приближении пропорционально квадрату интервала $(\lambda - \lambda_0)^2$, тогда как продольный хроматизм однолинзового объектива растет в первом приближении пропорционально первой степени интервала $(\lambda - \lambda_0)$.

Таблица 51

D, мм	5	50	70	100	140	200	500	1000
$A_{\max}$	1 : 2.18	1 : 21.8	1 : 30.5	1 : 43.6	1 : 61.1	1 : 87.2	1 : 218	1 : 436
$f_{\min}$, мм	10.9	1090	2135	4360	8550	17440	109000	436000

Табл. 51 аналогична табл. 48 и обнаруживает 16-кратное преимущество ахромата перед однолинзовым объективом в спектральном интервале от C до F. Анализируя таблицу, заключаем о возможности осуществления весьма светосильных ахроматов малого диаметра. Так, микрообъектив при $D = 5$ мм может иметь $A = 1 : 2.18$, не обнаруживая заметного хроматизма в спектральном интервале от C до F; такому относительному отверстию соответствует довольно высокая числовая апертура 0.23.

Четырехдюймовый объектив рефрактора должен иметь $A \leqslant 1 : 43.6$ и $f \geqslant 4.36$ м. Однако таких объективов не изготовляют по экономическим и конструктивным соображениям, довольствуясь в 3 раза более короткофокусными объективами ($A \approx 1 : 15$), т. е. мирясь с хроматизмом, втрое бóльшим допустимого. Такой хроматизм уже заметно снижает качество изображения, приводя к некоторой размытости дифракционной картины, к значительному сине-фиолетовому ореолу и к искажениям в передаче цветов и контрастов.

Наконец, объективу типа иеркского рефрактора ($D = 1000$ мм) следовало бы придать относительное отверстие $A \leqslant 1:436$ или фокусное расстояние, а вместе с тем и длину трубы около $^1/_2$ километра!

Так как это совершенно неосуществимо на практике, то приходится мириться с относительным отверстием около 1 : 20, а вместе с тем и с вторичным спектром, в 22 раза превышающим допустимый.

Понятно, как далеки современные рефракторы от желательного совершенства; и чем крупнее рефрактор, тем относительно заметнее снижено в нем качество изображения из-за вторичного спектра.

Оказывается, что как бы мы ни комбинировали в объективах обычные сорта стекол, вторичный спектр таких комбинаций получается приблизительно одинаковым, т. е. близким к значениям рис. 88.

Составим «*каталог оптических констант*» для нескольких характерных обычных сортов оптического стекла, воспользовавшись материалами точных измерений показателей преломления отдельных случайных плавок стекла. Результаты измерений и дополнительных вычислений сведем в табл. 52.

Заметим, что в этом каталоге фигурируют новые по сравнению с табл. 47 спектральные линии e, g, h и в то же время отсутствуют λ_0 и G'. За средний луч, как это обычно, хотя и не вполне строго, делают, принят луч D, достаточно близкий к λ_0.

Этот каталог можно было бы назвать образцовым для расчета визуальных объективов, если бы за средний луч был принят луч длины волны λ_0 вместо луча D.

Воспользовавшись каталогом и формулой (260), составим таблицу продольных вторичных спектров для следующих комбинаций стекол в двухлинзовом ахромате (табл. 53): 1) С9 + С23 (Ф2 + ТФ3); 2) С24 + С16 (ТК16 + ЛФ5); 3) С14 + С9 (К8 + Ф2); 4) С14 + С23 (К8 + ТФ3).

Таблица 52

Образец каталога стекол для расчета визуальных объективов *

№ п. п.	Стекло	ν	$n_F - n_C$	$\frac{n_C}{\gamma_C}$	n_D	$\frac{n_e}{\gamma_e}$	$\frac{n_F}{\gamma_F}$	$\frac{n_g}{\gamma_g}$	$\frac{n_h}{\gamma_h}$	Тип стекла
1	С14 (К8)	63.90	0.008080	1.513895 / +0.2989	1.516310	1.518294 / −0.2455	1.521975 / −0.7011	1.526298 / −1.2361	1.529871 / −1.6783	Крон
2	С24 (ТК6)	58.82	0.010414	1.609454 / +0.2957	1.612533	1.615110 / −0.2475	1.619868 / −0.7043	1.625542 / −1.2492	1.630243 / −1.7006	Тяжелый крон
3	С49	51.38	0.010232	1.522725 / +0.2923	1.525716	1.528244 / −0.2471	1.532957 / −0.7077	1.538642 / −1.2633	1.543432 / −1.7314	Кронфлинт
4	С16 (ЛФ5)	41.83	0.013823	1.574264 / +0.2877	1.578241	1.581640 / −10.245	1.588087 / −0.7123	1.596011 / −1.2855	1.602817 / −1.7779	Легкий флинт
5	С9 (Ф2)	36.54	0.016879	1.611981 / +0.2852	1.616795	1.620938 / −0.2455	1.628860 / −0.7148	1.638698 / −1.2976	1.647244 / −1.8040	Нормальный флинт
6	С23 (ТФ3)	29.23	0.024542	1.710407 / +0.2808	1.717298	1.723313 / −0.2451	1.734949 / −0.7192	1.749670 / −1.3190	1.762693 / −1.8497	Тяжелый флинт

* Современные сорта стекол и их оптические характеристики приведены в ГОСТ 13659—68 «Стекло оптическое бесцветное» (М., 1968). — *Прим. ред.*

Таблица 53

№ п. п.	Комбинация	$\frac{\Delta f_{\lambda, D}}{f_D} \cdot 10^6$ C	e	F	g	h	Δν
1	С9+С23 (Ф2+ТФ3)	+602	−55	+602	+2928	+6252	7.31
2	С24+С16 (ТК16+ЛФ5)	+471	−94	+471	+2137	+4550	16.99
3	С14+С9 (К8+Ф2)	+501	±0	+501	+2248	+4594	27.36
4	С14+С23 (К8+ТФ3)	+522	−12	+522	+2391	+4944	34.67

Как видим, несмотря на то, что мы комбинировали объектив из самых различных пар стекол, сочетая не только крон с флинтом, но и флинт с тяжелым флинтом, во всех комбинациях получился вторичный спектр одного и того же порядка; это наглядно

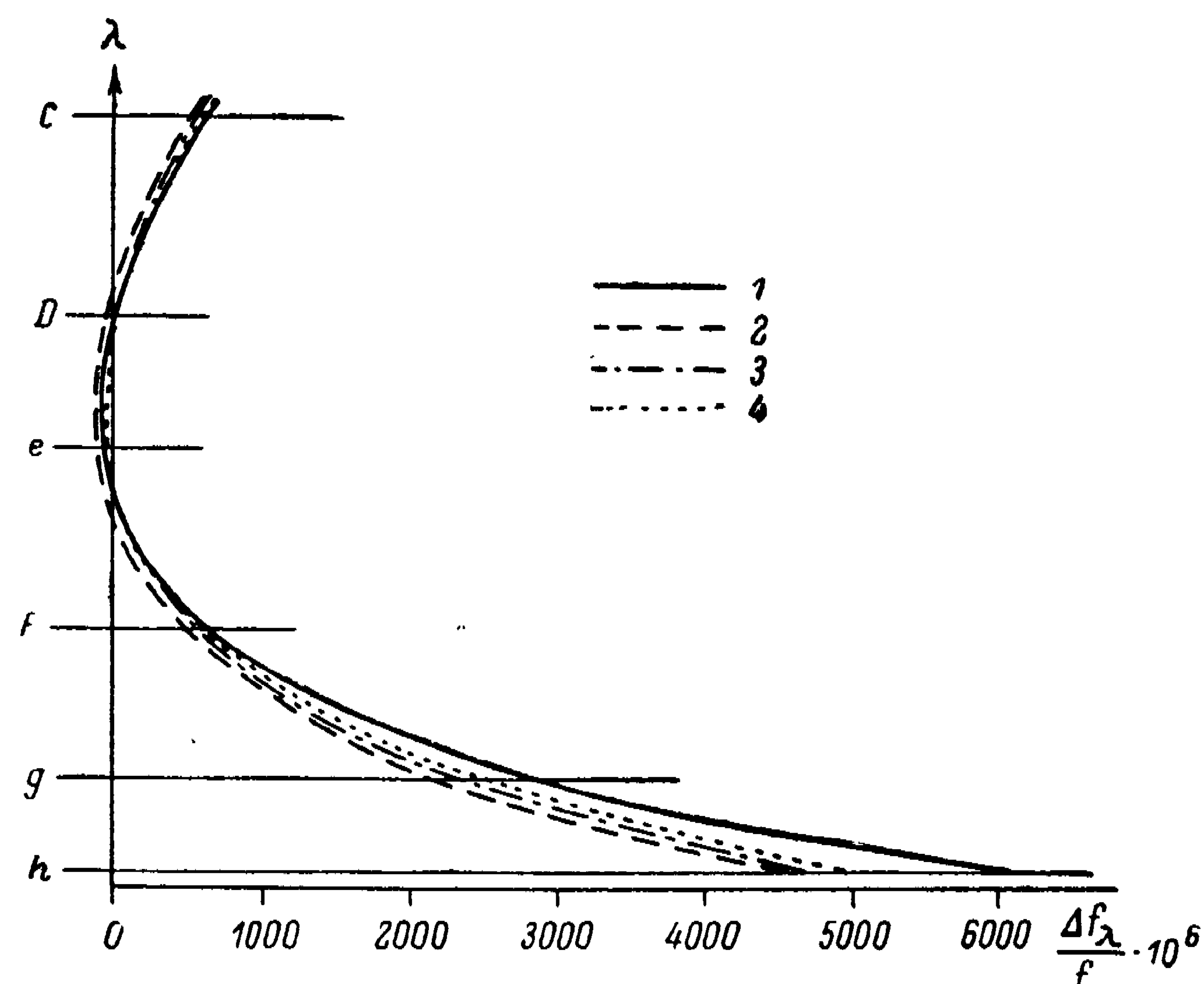


Рис. 89.

представлено на рис. 89, изображающем хроматические кривые четырех комбинаций в соответствии с порядковыми номерами табл. 53.

Возможные ошибки измерения показателей преломления табл. 52 могли несколько исказить форму кривых и особенно

тех, в которых мало $\Delta\nu$, приведенное в последнем столбце табл. 53 и входящее в знаменатель выражения (260).

В смысле вторичного спектра приведенные выше четыре комбинации приблизительно равноценны.

В то же время они неравноценны с других точек зрения.

Действительно, комбинации расположены в порядке возрастания $\Delta\nu$; как это следует из (244), разность кривизн линз $\Delta\rho'$ и $\Delta\rho''$ обратно пропорциональна $\Delta\nu$; рост же кривизн крайне вреден, так как влечет за собой быстрый рост сферохроматической аберрации, а также увеличение объема и массы стекла со всеми вытекающими отсюда последствиями оптического, технологического, конструктивного и экономического характера.

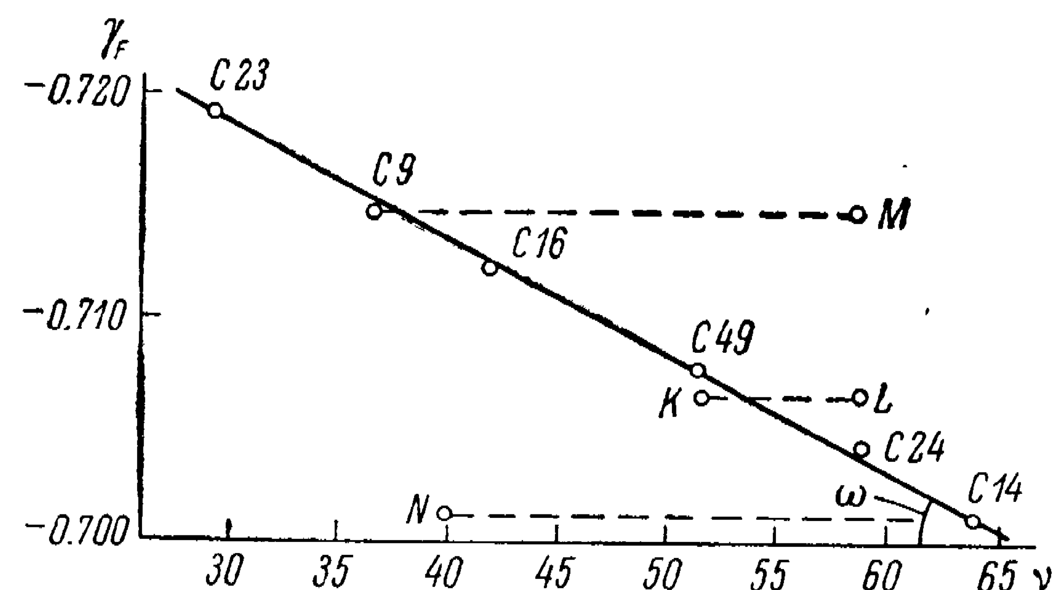


Рис. 90.

В этом смысле наивыгоднейшей комбинацией является четвертая, в которой $\Delta\nu=34.67$, а кривизны линз наименьшие из возможных для приведенных выше сортов стекла. Но четвертая комбинация требует применения тяжелого флинта, а последний, во-первых, недостаточно прозрачен, во-вторых, слишком мягок и труден в обработке, в-третьих, недостаточно стоек химически и, в-четвертых, обладает высоким удельным весом.

Поэтому наивыгоднейшей комбинацией будем считать третью, в которой флинт С9 не вызывает столь серьезных нареканий, а $\Delta\nu=27.36$ достаточно велико.

Поясним, что стекла С14 и С9 старого обозначения соответствуют стеклам К8 и Ф2 нового обозначения. Вот почему эту пару стекол мы условно выбрали как нормальную для двухлинзового ахромата.

Составим диаграмму (рис. 90), по оси абсцисс которой отложим числа Аббе (ν) для стекол табл. 52, а по оси ординат, например, величину γ_F; таким же образом можно нанести точки и для других γ_λ. Каждый сорт стекла находит свое место на диаграмме, при этом все точки достаточно хорошо ложатся на некоторую наклонную прямую, изображенную на рисунке и составляющую угол ω с осью абсцисс. При этом, как и в выражении (260),

$$\operatorname{tg}\omega=\frac{\gamma_F'-\gamma_F''}{\nu'-\nu''}=\frac{\Delta f_F}{f};$$

то же имеет место и для остальных цветов. Тем обстоятельством, что точки для отдельных сортов стекла хорошо ложатся на наклонную прямую, и следует объяснить равноценность вторичных спектров при любых комбинациях приведенных выше сортов стекла и невозможность избавиться в ахромате от вторичного спектра.

Если бы удалось сварить некоторый сорт «М», имеющий при значительном ν значительное $-\gamma_F$, то, сочетая это стекло, например, со стеклом С9, мы бы получили отсутствие вторичного спектра по крайней мере для лучей C, D и F при значительной разности $\Delta\nu$.

Таким же образом некоторое стекло «N» в паре, например, с С14 освободило бы объектив от вторичного спектра в лучах C, D и F при значительной разности $\Delta\nu$. К сожалению, до сих пор не удалось изобрести ни стекла М, ни стекла N.

Наибольшее, чего достигли стекловары, это осуществление сортов «К» и «L», схематически изображенных на том же рис. 90.

Первое стекло К носит название «курцфлинта», т. е. флинта с относительно короткой сине-фиолетовой частью спектра. Имея $\nu=51.57$,* это стекло обладает $\gamma_F=-0.7065$ вместо $\gamma_F=-0.7075$, как это должно быть у нормального стекла, лежащего на прямолинейной ветке и имеющего $\nu=51.57$.

Второе стекло L мы позволяем себе назвать по аналогии «лангкроном». При $\nu=58.72$ реально осуществленный лангкрон имеет $\gamma_F=-0.7066$ вместо $\gamma_F=-0.7038$, как это было бы у нормального стекла, лежащего на прямолинейной ветке рис. 90.

Из стекол К и L можно составить объектив, практически свободный от вторичного спектра по крайней мере для лучей C, D и F, но все горе в том, что у такого объектива были бы непомерно большие кривизны линз, так как в нем $\Delta\nu=7.15$.**

Сочетая стекла К и С14 или стекла L и С16, мы получаем более приемлемое значение для $\Delta\nu$, а вместе с тем и для кривизн линз; в то же время вторичный спектр в таких комбинациях имеет значительную еще величину, хотя и меньшую, чем в ахроматах из обычных стекол.

Такие объективы, представляющие собой комбинацию лангкрона с обычными флинтами или курцфлинта с обычными кро-

---

* Одна из реальных плавок с точно замеренными константами.

** В настоящее время отечественной промышленностью освоены «особые» сорта стекол, которые обеспечивают разность $\Delta\nu$ до 14—15 единиц (см.: Л. И. Демкина, В. Н. Полухин, Л. Н. Урусовская, З. Н. Щеглова. Новые оптические стекла. — Тр. ГОИ, 1972, вып. 170, с. 10). — *Прим. ред.*

нами, мы назовем объективами с **уменьшенным вторичным спектром**; их часто называют *полуапохроматами* в отличие от *апохроматов*, в которых подобно комбинациям K+L или M+C9, или N+C14 должно иметь место если и не полное, то весьма значительное исправление вторичного спектра.

В полуапохроматах, составленных из стекол удачных плавок, можно осуществить уменьшение вторичного спектра на 30—40% по сравнению с вторичным спектром обычных ахроматов.

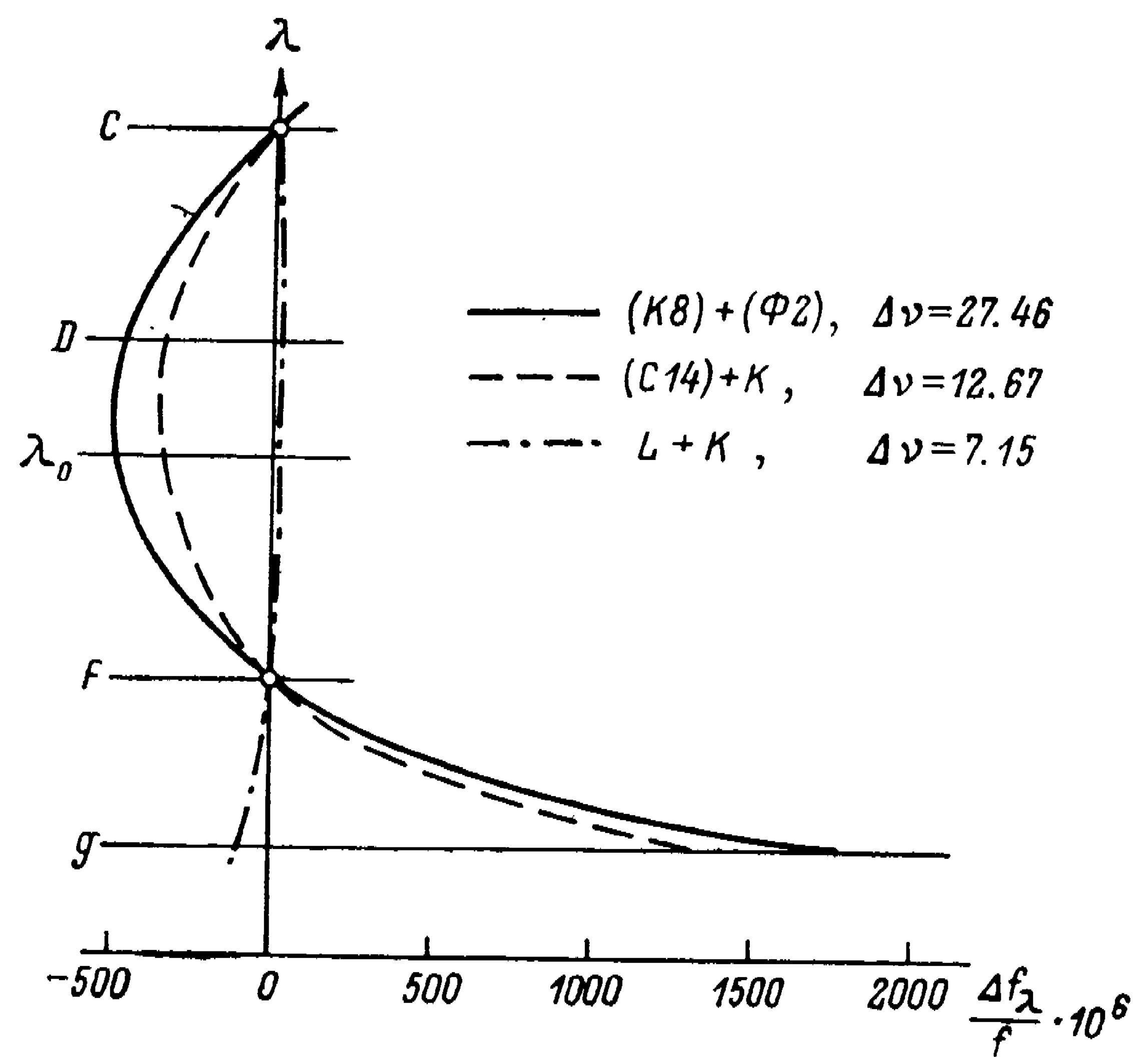


Рис. 91.

На рис. 91 изображены хроматические кривые объективов для трех комбинаций стекол: 1) К8+Ф2, 2) С14+К и 3) L+K.

Как ни заманчив третий объектив, представляющий собою почти идеальный апохромат, но малая разность чисел Аббе не позволяет его осуществить в виде сколько-нибудь интересного для практических целей оптического изделия. Относительное отверстие такого объектива будет лимитироваться не вторичным спектром, а сферохроматической аберрацией, чрезвычайно большой при $\Delta\nu=7.15$; поэтому допустимое относительное отверстие окажется столь малым, а рефрактор столь длинным, что исправление вторичного спектра потеряет свой первоначальный смысл.

Поясним сказанное схематически на рис. 92, где по оси абсцисс отложены продольные аберрации Δf_y для различных зон y объектива и для трех цветов — λ_0, C, F, а по оси ординат — зоны y объектива. Левые кривые относятся к ахромату со значительным вторичным спектром $\Delta f_{\lambda\lambda_0}$, но с большим $\Delta\nu$, а потому с малыми кривизнами линз и малой сферохроматической аберрацией; правые кривые относятся к объективу с малым вторичным спектром, но зато и с малым $\Delta\nu$, а потому со значительной сферохроматической аберрацией, выражающейся в сильном искривлении кривых $(\Delta f_y)_C$ и $(\Delta f_y)_F$.

Сферическая аберрация в лучах λ_0 исправлена у обоих объективов.

Пока зона y меньше некоторого значения y_0, преимущества малого хроматизма остаются на стороне второго объектива; при $y > y_0$ второй объектив качественно уступает первому, хотя по вторичному спектру он лучше первого.

Зоне y_0 соответствует относительное отверстие объектива $A=2y_0/f$; из-за сферохроматической аберрации A может оказаться слишком малым и объектив с уменьшенным вторичным спектром потеряет свой практический смысл.

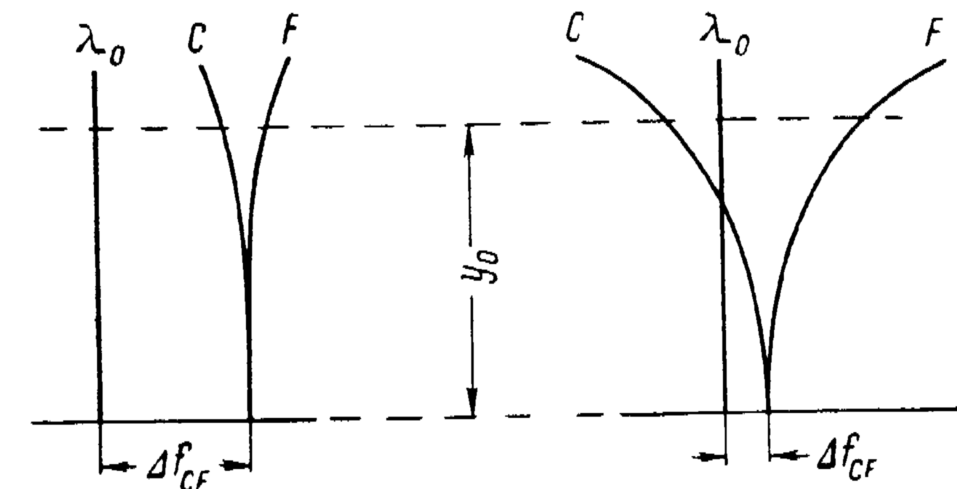


Рис. 92.

Впрочем, следует заметить, что и здесь намечается удачный, хотя и трудный, выход из затруднения, предложенный автором в виде особой конструкции объективов с исправленной сферохроматической аберрацией, но с применением одной асферической поверхности. Такие объективы были успешно рассчитаны в ГОИ. В таких объективах можно использовать выгоды малого вторичного спектра, не опасаясь серьезных помех сферохроматической аберрации даже при малых значениях $\Delta\nu$. Но как всякая система с применением резко выраженных асферических поверхностей, такой объектив очень труден в изготовлении и не допускает массового производства.

На рис. 93 изображены кривые аберраций одного из таких объективов (сплошные линии) и рядом для сравнения приведены кривые аберраций (пунктирные линии) эквивалентного нормального ахромата. Относительное отверстие обоих объективов $A=1:7$ при диаметре $D=140$ мм; положение фокуса в лучах D одинаковое для обоих объективов. Первый объектив составлен из фосфорноалюминиевого стекла (недоработанный, но очень интересный сорт) и курцфлинта и имеет одну поверхность асферической

формы. Такие объективы представляют высокий интерес для астрометрических инструментов, так как они сочетают в себе короткое фокусное расстояние с высоким качеством изображения. Конечно, стоимость таких объективов достаточно высока.

Возвращаясь к рис. 90, мы можем сформулировать свой заказ изобретателям-стекловарам следующим образом.

Астрономическую оптику интересуют два сорта стекла: одно — типа курцфлинт, другое — типа лангкрон; эти стекла должны лежать на рис. 90 по возможности на одном уровне, т. е. иметь одинаковые γ, и не только для луча F, но и для других лучей в возможно более широком интервале спектра. В то же время эти стекла должны обладать сколь возможно большей разностью чисел Аббе.

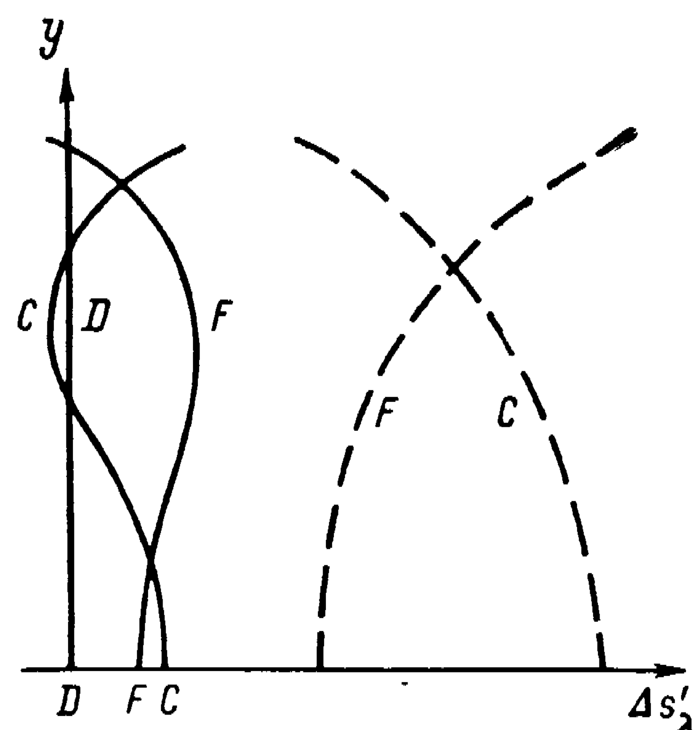


Рис. 93.

Идеальным было бы решение, при котором у стекла типа С14 удалось бы поднять γ_F до -0.710, не изменяя существенным образом величины ν, а у стекла типа С23 таким же образом опустить γ_F до -0.710.

Всякое увеличение численного значения γ_F у легких кронов или такое же уменьшение γ_F у тяжелых и средних флинтов позволит снизить вторичный спектр, не преувеличивая кривизн линз.

Задачу по усовершенствованию сортов оптического стекла вначале можно решать односторонне, т. е. разработать, например, один только лангкрон, хотя бы и без курцфлинта. Такое решение позволит значительно улучшить хроматические свойства объективов даже в ту пору, пока еще не разработан курцфлинт. Нужно лишь, чтобы этот лангкрон был значительно выгоднее того, который мы обозначили на рисунке буквой L, т. е., чтобы он лежал и выше, и правее точки L; то же относится, притом в еще большей степени, и к желательному курцфлинту, который должен лежать значительно левее точки K.

Будут ли разработаны такие стекла и когда это может случиться, мы, конечно, не знаем, но сформулировать задание на такие стекла давно оказалось возможным, и оптик давно ждет от стекловара ценных открытий новых сортов стекла, которые позволят осуществить если и не идеальный апохромат, то во всяком случае объектив с коэффициентом преимущества перед однолинзовым объективом значительно выше найденного нами числа 16.*

---

* См. примечание на стр. 233. — *Прим. ред.*

Если в визуальных объективах производят ахроматизацию для лучей C и F с тем, чтобы вершина хроматической кривой расположилась по возможности ближе к $\lambda_0=0.555$ мкм, то в фотографических объективах, работающих на несенсибилизированных пластинках, ахроматизацию выполняют для лучей F и h, чтобы, как мы помним, вершина хроматической кривой оказалась вблизи $\lambda\approx0.44$ мкм. Поэтому таблицу оптических констант для расчета фотографических объективов удобнее составлять несколько иным образом.

Возьмем из табл. 52 два сорта стекла: крон С14 и флинт С9, приняв их за нормальные для осуществления не только визуального, но и фотографического двухлинзового ахромата. За средний луч примем луч g; за среднюю дисперсию примем n_h-n_F; за коэффициент дисперсии примем $\nu=(n_g-1)/(n_h-n_F)$. После этого составляем табл. 54 по примеру табл. 52.

Таблица 54

Образец каталога стекол для расчета фотографических объективов

Стекло	$\nu=\dfrac{n_g-1}{n_h-n_F}$	n_h-n_F	$\dfrac{n_D}{\gamma_D}$	$\dfrac{n_F}{\gamma_F}$	n_g	$\dfrac{n_h}{\gamma_h}$
С14 (К8)	66.65	0.007896	$\dfrac{1.516310}{+1.2649}$	$\dfrac{1.521975}{+0.5475}$	1.526298	$\dfrac{1.529871}{-0.4525}$
С9 (Ф2)	34.74	0.018384	$\dfrac{1.616795}{+1.1914}$	$\dfrac{1.628860}{+0.5351}$	1.638698	$\dfrac{1.647244}{-0.4649}$

Производя вычисления по формуле (260), в которой $\Delta\gamma_\lambda$ и $\Delta\nu$ взяты из табл. 54, находим продольный вторичный спектр нормального двухлинзового ахромата с фотографической коррекцией:

$$\left.\begin{aligned} \Delta f_D/f &= +2303\cdot10^{-6}, \quad & \Delta f_g/f &= \pm0, \\ \Delta f_F/f &= +388\cdot10^{-6}, \quad & \Delta f_h/f &= +388\cdot10^{-6}. \end{aligned}\right\} \tag{265}$$

Хроматическая кривая такого объектива фигурировала раньше на рис. 30.

Мы помним [см. (245)], что в визуальном объективе, составленном из стекол К8 и Ф2, и при оптической силе объектива $\varphi=+1$ разности кривизн кроновой и флинтовой линз выражаются числами

$$\Delta\rho'=+4.52, \quad \Delta\rho''=-2.16.$$

Для такого же объектива с фотографической коррекцией формула (244) дает более благоприятные значения разности кривизн

$$\Delta\rho'=+3.97, \quad \Delta\rho''=-1.70. \tag{266}$$

Отсюда делаем вывод, что всякий визуальный объектив можно пересчитать, а затем перешлифовать в объектив фотографический и наоборот, если только во втором случае у линз объектива имеется запас толщины для перешлифовки линз с меньших кривизн на бо́льшие.

Изменение разностей кривизны влечет за собой изменение формы хроматической кривой и перемещение ее вершины из одной области спектра в другую. При этом неизбежно изменяются некоторые аберрационные свойства объектива, а именно его сферическая аберрация и кома.

Поэтому недостаточно знать $\Delta\rho$ выражения (266), но нужно вычислить кривизны каждой из четырех поверхностей фотографического объектива так же, как мы делали это для объектива визуального, стремясь осуществить не только заданную коррекцию, но и исправление сферической аберрации и комы.

Рассчитанный таким образом объектив может быть назван *фотографическим апланатом*.

В апланатах, составленных из сравнительно тонких и соприкасающихся линз и не имеющих никаких ограничительных диафрагм, кроме оправы объектива, к счастью, оказывается устраненной *дисторсия*. Но в них совершенно не исправлены и не могут быть исправлены ни *астигматизм*, ни *кривизна поля*.

Независимо даже от формы линз астигматизм и кривизна поля в ахромате из двух соприкасающихся линз имеют достаточно постоянные значения, и не во власти вычислителя их изменить.

Если при визуальных наблюдениях с астигматизмом и кривизной поля ахромата-апланата можно совершенно не считаться ввиду малости визуальных полей даже в случае применения равнозрачковых увеличений, то при фотографических исследованиях, в которых интересны большие поля, астигматизм и кривизна поля быстро ставят предел для угла w.

Действительно, приняв коэффициенты астигматизма и кривизны поля апланата соответственно равными

$$K_{III} \approx +1, \quad K_{IV} \approx -2.7 \tag{267}$$

и пользуясь формулой (4), находим размеры звездных изображений в гауссовой плоскости объектива:

$$\left.\begin{aligned} 2a &= -1.85\,Aw^2f, \\ 2b &= -0.85\,Aw^2f. \end{aligned}\right\} \tag{268}$$

Если условиться, что в первоклассном фотографическом объективе $2a$ не должно превышать 30 мкм, то предельный угол w_{max} (половина угла поля зрения) определится как

$$w_{max} = \frac{0.13}{\sqrt{D}}. \tag{269}$$

Так, например, при $D = 250$ $w_{max} = 0\overset{\circ}{.}47$, откуда полное полезное поле $2w_{max} = 0\overset{\circ}{.}94$.

Впрочем, обычно превышают эту величину в 2—2.5 раза, мирясь со значительным растяжением звездных изображений из-за астигматизма и кривизны поля. Последнее не так страшно, если вспомнить, что пятна этих двух аберраций симметричны относительно геометрического изображения и имеют равномерную засветку, а потому допускают точную и уверенную наводку нитей измерительного прибора на центр изображения.

В тех же случаях, когда необходимо использовать поля, превышающие 2—2°5, следует применять более сложные объективы с исправленными или уменьшенными астигматизмом и кривизной поля.

Но возвратимся к двухлинзовым ахроматам и продолжим исследование их вторичного спектра; кроме того, упростим задачу и оставим без рассмотрения вопросы исправления сферической аберрации и комы. На такое упрощение мы имеем не только формальное право, изучая хроматизм объектива изолированно от других его аберраций, но и достаточные практические основания, так как в случае неудовлетворительного исправления сферической аберрации можно применить асферические поверхности, а в случае неудовлетворительного исправления комы довольствоваться малыми полями, достаточными все же для некоторых астрономических задач; кроме того, в обоих случаях можно уменьшать относительные отверстия до размеров, при которых обе эти аберрации окажутся безвредными.

Уже была выяснена качественная связь между кривизнами линз объектива и его сферохроматической аберрацией и установлена желательность возможно меньших значений для $\Delta\rho$ (при $\varphi=1$). Табл. 55 характеризует с этой стороны нормальный ахромат, полуапохромат и апохромат рис. 91.

Таблица 55

$\varphi = 1$

№ п. п.	Комбинация	$\Delta\nu$	$\Delta\rho'$	$\Delta\rho''$
1	К8+Ф2, нормальный ахромат	27.46	+4.52	−2.16
2	К8+К, полуапохромат	12.67	+9.82	−7.69
3	L +К, апохромат	7.15	+15.6	−13.6

Последняя комбинация изображена на рис. 94, *а*, причем объектив представлен в виде склеенного и с минимальными кривизнами поверхностей.

Однако эти кривизны очень велики:

$$\rho_1' = +7.8, \quad \rho_2' = -7.8,$$
$$\rho_1'' = -7.8, \quad \rho_2'' = +5.8,$$

а потому сферохроматическая аберрация объектива чрезмерно велика.

Имеется возможность несколько уменьшить значение максимальной кривизны; для этого кроновую линзу заменяем двумя эквивалентными половинами и склеиваем их с флинтовой линзой, как показано на рис. 94, *б*. В этом случае можно осуществить следующие кривизны поверхностей:

$$\rho'_1 = +1, \qquad \rho'_2 = -6.8,$$
$$\rho''_1 = -6.8, \qquad \rho''_2 = +6.8,$$
$$\rho'''_1 = +6.8, \qquad \rho'''_2 = -1,$$

т. е. снизить максимальные кривизны на единицу, уменьшив вредное действие соответственных поверхностей их склейкой.

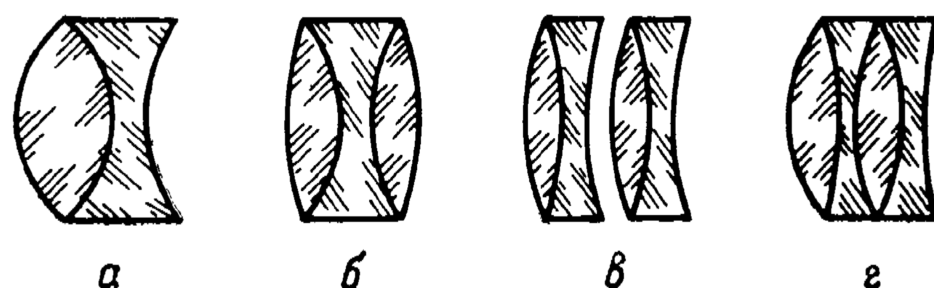


Рис. 94.

Еще более выгодным решением окажется изображенное на рис. 94, *в*, в котором первоначальный объектив расчленен на две половины, в каждой из которых можно выполнить следующие кривизны:

$$\rho'_1 = +3.9, \qquad \rho'_2 = -3.9,$$
$$\rho''_1 = -3.9, \qquad \rho''_2 = +2.9.$$

Это решение при всех преимуществах малых кривизн и малой сферохроматической аберрации обладает недостатками сложности конструкции, дороговизны изготовления, большего расхода стекла и лишних потерь света на отражение; так, в случае склеенных объективов мы имеем четыре воздушных отражения вместо двух, а в случае несклеенных объективов — восемь вместо четырех.

Для склеенных объективов можно применить более выгодную в смысле потерь света конструкцию рис. 94, *г*, в которой кривизны линз могут иметь следующие значения:

$$\rho'_1 = +4.4, \qquad \rho'_2 = -3.4,$$
$$\rho''_1 = -3.4, \qquad \rho''_2 = +3.4,$$
$$\rho'''_1 = +3.4, \qquad \rho'''_2 = -4.4,$$
$$\rho''''_1 = -4.4, \qquad \rho''''_2 = +2.4,$$

при этом максимальная кривизна выражается числом 4.4 вместо 3.9 предыдущего варианта.

Мы показали, что расчленение линзы или обеих линз объектива на отдельные половины и составление из этих половин эквивалентного многолинзового объектива оказывается выгодным

в смысле уменьшения кривизн поверхностей и борьбы со сферохроматической аберрацией в апохроматах, но не следует забывать, какой дорогой ценой приобретается этот выигрыш.

Объективы рис. 94, *б—г* являются логическим развитием двухлинзового объектива. Их не следует смешивать с другими многолинзовыми объективами, например с трехлинзовым апохроматом Тэйлора, построенными на иных принципах, к рассмотрению которых мы сейчас и перейдем.

17. ДВУХКОМПОНЕНТНЫЕ СИСТЕМЫ. АПОХРОМАТЫ ТЭЙЛОРА

Рассмотрим системы, составленные из двух ахроматизованных компонент, разделенных значительным воздушным промежутком. Каждая из компонент должна быть ахроматизована самостоятельно и наилучшим образом, в противном случае система будет обладать недопустимо большим *хроматизмом увеличения*, если бы аберрация хроматизма положения оказалась скомпенсированной.

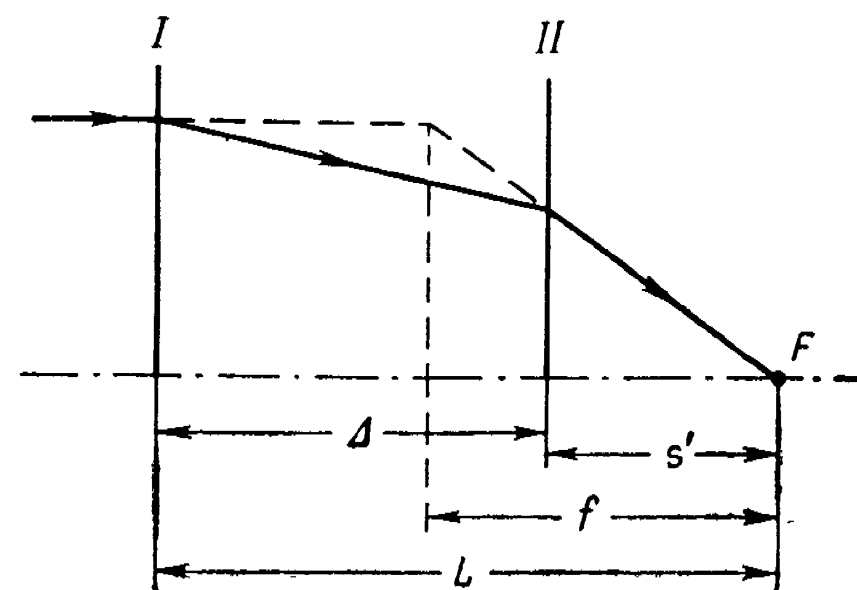


Рис. 95.

Пусть первая и вторая компоненты соответственно имеют фокусные расстояния f_I и f_{II}. Пусть расстояние между компонентами равно Δ, тогда как сами компоненты предполагаются бесконечно тонкими ахроматами. На рис. 95 изображена такая двухкомпонентная система с фокусом в точке F, с фокусным расстоянием f и с последним отрезком S'. Расстояние от первой компоненты до фокуса системы, определяющее собою длину инструмента, назовем L.

Введем следующие обратные величины:

$$\varphi_I = \frac{1}{f_I}, \quad \varphi_{II} = \frac{1}{f_{II}}, \quad \varphi = \frac{1}{f}. \qquad (270)$$

После этого установим следующие зависимости, отчасти знакомые по уравнениям (211) и (212) § 14:

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= \varphi_I + \varphi_{II} - \varphi_I \varphi_{II} \Delta, \\ f &= \frac{f_I f_{II}}{f_I + f_{II} - \Delta}, \end{aligned}\right\} \quad (271)$$

$$S' = \frac{f_{II}(f_I - \Delta)}{f_I + f_{II} - \Delta}, \quad (272)$$

$$\frac{L}{f} = 1 + \frac{\Delta}{f}\left(1 - \frac{\varphi_I}{\varphi}\right). \quad (273)$$

При дальнейших исследованиях удобно за независимую переменную принять φ_I/φ; для этого найдем выражение для

$$\varphi_{II} = \varphi \frac{\left(1 - \frac{\varphi_I}{\varphi}\right)}{\left(1 - \frac{\varphi_I}{\varphi}\frac{\Delta}{f}\right)}, \quad (274)$$

$$\frac{S'}{f} = 1 - \frac{\varphi_I}{\varphi}\frac{\Delta}{f}. \quad (275)$$

Примем за основной фокус объектива фокус для лучей D и будем от него отсчитывать продольные аберрации $\Delta s'_\lambda$. Если каждая из компонент ахроматизована для лучей C и F, то согласно (272)

$$S_C = S'_F = \frac{f_{II_F}(f_{I_F} - \Delta)}{f_{I_F} + f_{II_F} - \Delta}. \quad (276)$$

Но фокусные расстояния каждой из компонент для лучей C и F могут быть выражены через их фокусные расстояния для лучей D и через $\operatorname{tg}\omega = \Delta\gamma_F/\Delta\nu$ рис. 90, поэтому

$$\left.\begin{aligned} f_{I_F} &= f_{I_D}\left(1 + \frac{\Delta f_{I_F}}{f_I}\right) = f_I(1 + \operatorname{tg}\omega_I), \\ f_{II_F} &= f_{II_D}\left(1 + \frac{\Delta f_{II_F}}{f_{II}}\right) = f_{II}(1 + \operatorname{tg}\omega_{II}), \end{aligned}\right\} \quad (277)$$

где f_I и f_{II} — фокусные расстояния компонент для основного луча D, индексное обозначение которого мы опускаем.

Заметим, что в общем случае ω_I и ω_{II} могут быть различны и по величине, и даже по знаку, хотя в обеих компонентах выполнена одинаковая (визуальная) коррекция.

Подстановка (277) в (276) позволяет написать следующее выражение для продольного вторичного спектра всей системы:

$$\Delta s'_C = \Delta s'_F = S'_F - S'_D = \frac{[f_I f_{II} \operatorname{tg}\omega_I + (f_I - \Delta)^2 \operatorname{tg}\omega_{II}] f_{II}}{(f_I + f_{II} - \Delta)^2}. \quad (278)$$

Разделив обе части последнего равенства на выражение (271), определяем величину относительного продольного вторичного спектра всей системы в виде

$$\frac{\Delta s'_{CF}}{f} = \frac{f_I f_{II} \operatorname{tg}\omega_I + (f_I - \Delta)^2 \operatorname{tg}\omega_{II}}{f_I(f_I + f_{II} - \Delta)} \quad (279)$$

или

$$\frac{\Delta s'_{CF}}{f} = \frac{\varphi_I}{\varphi}\operatorname{tg}\omega_I + \left(1 - \frac{\varphi_I}{\varphi}\right)\left(1 - \frac{\varphi_I}{\varphi}\frac{\Delta}{f}\right)\operatorname{tg}\omega_{II}. \quad (280)$$

Сперва рассмотрим частный случай, когда обе компоненты выполнены из одной и той же пары стекол, т. е. когда

$$\operatorname{tg}\omega_I = \operatorname{tg}\omega_{II} = \operatorname{tg}\omega. \quad (281)$$

В этом случае уравнение (280) принимает вид

$$\frac{\Delta s'_{CF}}{f} = \operatorname{tg}\omega\left[1 - \frac{\varphi_I}{\varphi}\frac{\Delta}{f}\left(1 - \frac{\varphi_I}{\varphi}\right)\right]. \quad (282)$$

В то же время в эквивалентном ахромате, составленном из тех же стекол,

$$\frac{\Delta f_{CF}}{f} = \operatorname{tg}\omega. \quad (283)$$

Отношение выражений (282) и (283) обозначим через Z:

$$Z = 1 - \frac{\varphi_I}{\varphi}\frac{\Delta}{f}\left(1 - \frac{\varphi_I}{\varphi}\right). \quad (284)$$

Если $Z > 1$, то у двухкомпонентной системы вторичный спектр больше, чем у эквивалентного ахромата, и наоборот. Конечно, нас будут интересовать попытки найти такие решения, когда $Z < 1$.

Приняв $\varphi = +1$, будем придавать различные имеющие смысл значения независимым переменным φ_I/φ и Δ/f и определять величины φ_{II}/φ (274), Z (284), S'/f (275) и L/f (273). Лишены смысла те решения, при которых либо $\varphi_{II} \approx \infty$, либо $S' < 0$.

В результате таких вычислений строим кривые и прямые рис. 96, на котором по оси абсцисс отложена независимая переменная φ_I/φ (при $\varphi = 1$), а по оси ординат — величины Z, S'/f и L/f.

Кривые и прямые вычислены для шести значений Δ/f: 0, 1/8, 1/4, 1/2, 1, 2. Каждую кривую или прямую сопровождаем численным значением Δ/f. Z представлено сплошными кривыми, S'/f — пунктирными прямыми и L/f — штрих-пунктирными прямыми. Ось абсцисс является границей имеющих смысл решений для прямых S'/f, на которой S' обращается в нуль. Поэтому наклонная прямая OBN представляет собою границу имеющих смысл решений для кривых Z, так как за пределами этой границы $S' < 0$ и фокус системы находится внутри между компонентами.

Как видим, нам удалось обнаружить довольно широкую область, названную нами «*дублетами*», в которой $Z < 1$, т. е. вторичный спектр дублетов меньше вторичного спектра эквивалентных ахроматов, составленных из тех же сортов оптического стекла. Область «дублетов» характерна следующими особенностями: в ней

$$Z < 1, \quad \frac{L}{f} > 1, \quad 0 < \frac{\varphi_I}{\varphi} < 1. \quad (285)$$

Иными словами, здесь получилось уменьшение вторичного спектра ($Z < 1$) за счет увеличения длины инструмента ($L/f > 1$).

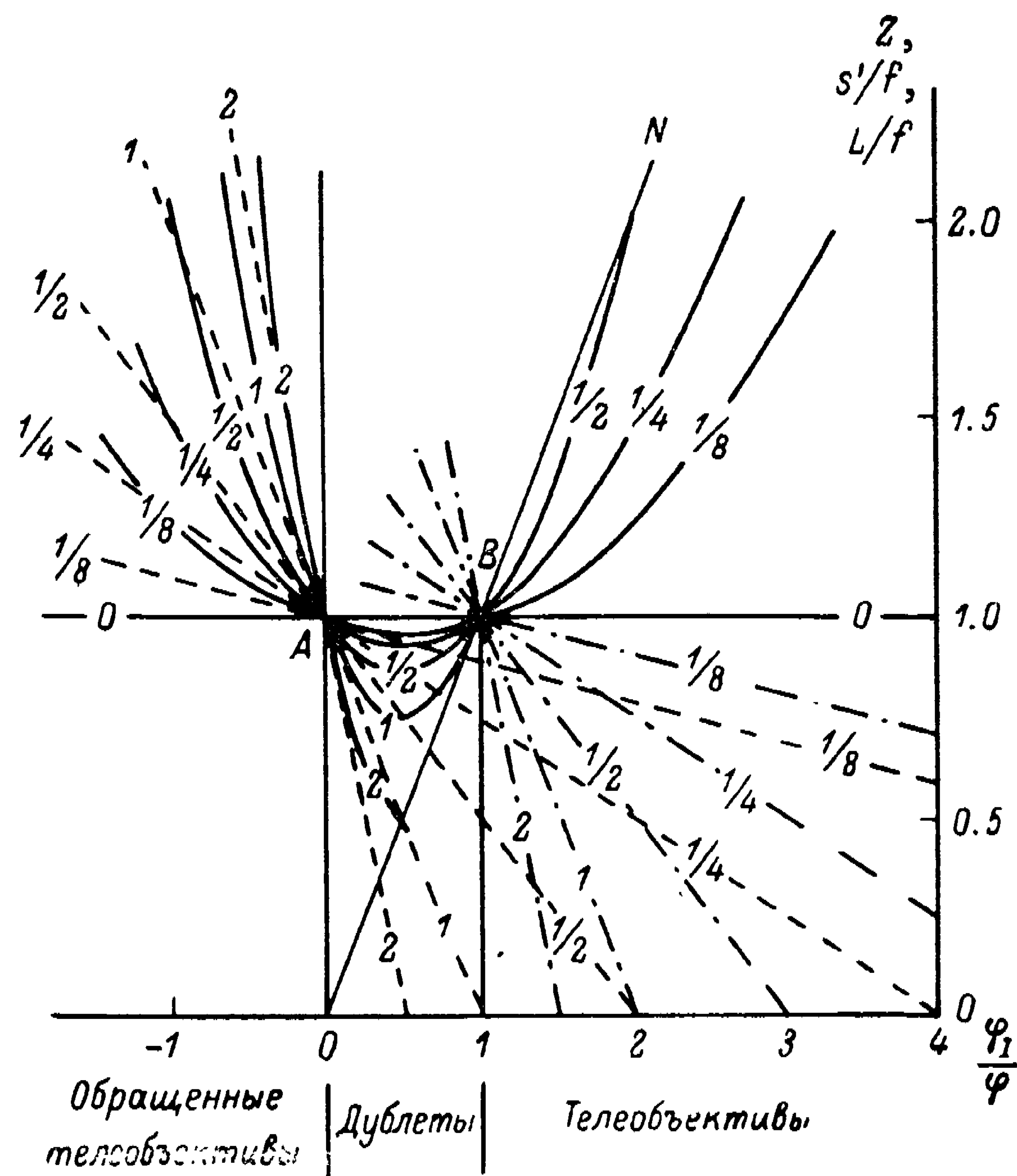


Рис. 96.

Рис. 97.

Кроме того, первая компонента положительная, а так как ее оптическая сила $\varphi_I < \varphi$, то вторая компонента также положительна.

На рис. 97 в утрированном виде изображен ход лучей D и F в обычном ахромате (a) и эквивалентном ему дублете ($б$).

При равенстве фокусных расстояний f во втором объективе вторичный спектр значительно меньше, чем в первом; в то же время длина L второго инструмента значительно превосходит фокусное расстояние f объектива. Если смотреть на уменьшение вторичного спектра как на средство для получения более совершенных (ахроматических) изображений при заданной длине инструмента, то дублеты лишены практического смысла, так как у них происходит увеличение длины инструмента даже несколько большее, чем снижение вторичного спектра; кроме того, конструкция усложняется введением второй компоненты, вызывающей дополнительные потери света.

Рис. 98.

Для визуальных рефракторов дублеты лишены практического смысла.

Но если ставить перед собой задачу получения возможно более совершенных (ахроматических) изображений при заданной высокой светосиле инструмента, не считаясь с его длиной, то дублеты приобретают очевидный практический смысл. Принцип дублетов с уменьшенным вторичным спектром может быть успешно использован в фотографических и проекционных объективах для повышения их светосилы при возможно меньших помехах вторичного спектра, а также в микрообъективах для такого же повышения числовой апертуры.

Вправо от дублетов рис. 96 лежит область т е л е о б ъ е к т и в о в, характерная тем, что в ней

$$Z > 1, \quad \frac{L}{f} < 1, \quad \frac{\varphi_I}{\varphi} > 1. \qquad (286)$$

Телеобъективы позволяют укоротить длину инструмента ($L < f$), однако достигается это дорогой ценой — увеличением вторичного спектра ($Z > 1$) и ростом кривизн первой компоненты ($\varphi_I > \varphi$), а вместе с тем и ростом сферохроматической аберрации.

Так как в телеобъективе $\varphi_I > \varphi$, то вторая компонента представляет собою отрицательную ахроматическую линзу ($\varphi_{II} < 0$).

На рис. 98 схематически изображен нормальный ахромат (a) и эквивалентный ему телеобъектив ($б$).

Рис. 96 позволяет выбрать наиболее выгодные области решения для телеобъективов. И все же если мы хотим заметно укоротить длину инструмента L по сравнению с фокусным расстоянием f, то кривизны первой и второй компонент, а также и вторичный спектр оказываются чрезмерно большими, а качество изображения в телеобъективе явно сниженным.

Как ни заманчива идея телеобъектива, позволяющая осуществить более короткие приборы при заданном фокусном расстоянии и светосиле объектива, но к ней следует подходить очень критически, помня ее оптические недостатки, а также сложность, громоздкость и чувствительность конструкции к разрегулировкам, лишние потери света во второй компоненте и более высокую стоимость телеобъективов.

Ради некоторого уменьшения длины прибора, притом почти без выигрыша в уменьшении его веса, пожалуй, не стоит жертвовать качеством изображения и простой, дешевой и надежной в эксплуатации конструкцией обычного ахромата.

Если главный дефект ахромата состоит в чрезмерно большом остаточном хроматизме, то следует искать всяческие пути для его уменьшения, но никак не усугублять его еще более. Вот почему на телеобъективы рассмотренной выше конструкции следует смотреть как на интересную по идее, но совершенно нерациональную и практически невыгодную оптическую систему.

Но могут существовать и другие конструкции телеобъективов, например зеркальные или менисковые, в которых остаточный хроматизм либо вовсе отсутствует, либо ничтожно мал. Такие телеобъективы имеют полный практический смысл и завоевали и завоевывают себе должное признание.

На рис. 96 имеется третья область решений, расположенная влево от дублетов; эту область мы позволили себе назвать *«обращенными телеобъективами»*, характеризующимися следующими свойствами:

$$Z > 1, \quad \frac{L}{f} > 1, \quad \varphi_I < 0. \qquad (287)$$

Обращенные телеобъективы лишены всякого практического смысла, так как в них:

1) вторичный спектр преувеличен ($Z > 1$);
2) длина инструмента преувеличена ($L > f$);
3) диаметр второй компоненты превышает диаметр действующего отверстия, поскольку первая компонента отрицательна.

Рис. 99 схематически поясняет сказанное.

Различные варианты чертежа рис. 96 имеют своим пределом решение, в котором $\Delta=0$. В этом случае кривые (Z) и прямые (S'/f и L/f) обращаются в горизонтальную прямую с ординатами $y=+1$, а двухкомпонентные системы превращаются в расчлененный на две соприкасающиеся половины ахромат рис. 94, *в* и *г*.

Точки A и B рис. 96 являются узлами, через которые проходят кривые Z при различных значениях Δ; таким же образом точка A является узлом для прямых S'/f, а точка B — узлом для прямых L/f.

Из всего разнообразия двухкомпонентных систем, составленных из одинаковых пар оптического стекла ($\operatorname{tg}\omega_I=\operatorname{tg}\omega_{II}$), некоторый интерес представили только дублеты, в которых вторичный спектр может быть заметным образом снижен без уменьшения светосилы объектива.

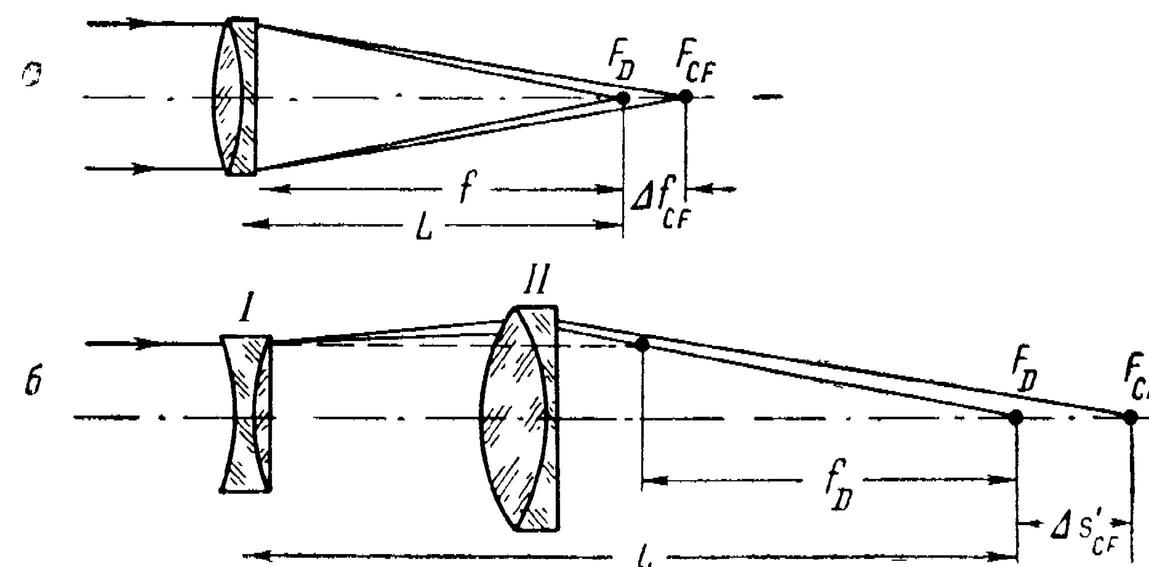


Рис. 99.

Теперь переходим к более общему случаю двухкомпонентных систем, в котором каждая из компонент может быть образована из любых пар оптического стекла, т. е. в которых

$$\operatorname{tg}\omega_I \neq \operatorname{tg}\omega_{II}. \qquad (288)$$

В таких системах, если и не удается устранить вторичный спектр для любых длин волн, то по крайней мере можно добиться его устранения для трех длин волн, например для C, D и F, в случае визуальных объективов.

Математически это выполняется очень просто. Приравняем к нулю выражение (280) и находим искомое условие:

$$\frac{\operatorname{tg}\omega_I}{\operatorname{tg}\omega_{II}} = \left(1-\frac{\varphi}{\varphi_I}\right)\left(1-\frac{\varphi_I}{\varphi}\frac{\Delta}{f}\right). \qquad (289)$$

Используя (274), можно привести выражение (289) к виду

$$\frac{\operatorname{tg}\omega_I}{\operatorname{tg}\omega_{II}} = -\frac{\varphi_{II}}{\varphi_I}\left(1-\frac{\varphi_I}{\varphi}\frac{\Delta}{f}\right)^2, \qquad (290)$$

откуда делаем заключение, что при $\operatorname{tg}\omega_I/\operatorname{tg}\omega_{II} > 0$ оптические силы компонент φ_I и φ_{II} должны иметь разные знаки, т. е. что апохромат может быть осуществлен либо в виде телеобъектива, либо в виде обращенного телеобъектива.

С другой стороны, при $\operatorname{tg}\omega_I/\operatorname{tg}\omega_{II} < 0$ оптические силы φ_I и φ_{II} должны быть положительными, а апохромат осуществлен в виде дублета.

Примем снова $\varphi = +1$; будем изменять значение Δ/f, помня, что это отношение может быть только положительным и в пределе равным нулю (объектив из соприкасающихся компонент); за независимую переменную примем φ_I/φ и изобразим графически на рис. 100 различные решения, подобно тому, как мы это делали на рис. 96, но с той разницей, что по оси ординат отложим отношения $\operatorname{tg}\omega_I/\operatorname{tg}\omega_{II}$, которые и будем снимать с графика.

Величины S'/f и L/f на рисунке не представлены, так как они будут такими же, как и на рис. 96. С другой стороны, удалось изобразить, не затемняя чертежа, зависимую переменную φ_{II}/φ (пунктирные кривые), что восполняет пробел рис. 96 и может быть использовано при его изучении. По-прежнему кривые сопровождаются численным обозначением промежутка Δ/f.

Анализ кривых рис. 100 приводит к следующим интересным выводам.

1) В области дублетов апохроматы возможны при $\operatorname{tg}\omega_I/\operatorname{tg}\omega_{II} < 0$. Такие дублеты должны бы быть выгодными в смысле распределения кривизн между двумя положительными компонентами и возможности тем самым снизить значения максимальных кривизн линз. К сожалению, существующие стекла, если и позволяют для одной из компонент подобрать пару стекол с $\operatorname{tg}\omega < 0$, то всегда при столь малой разности $\Delta\nu$, что в действительности кривизны линз оказываются чрезмерно большими.*

2) Все апохроматы типа телеобъектива и обращенного телеобъектива требуют одинакового знака для $\operatorname{tg}\omega_I$ и $\operatorname{tg}\omega_{II}$, а это значительно облегчает выбор стекол и делает его возможным при значительных разностях $\Delta\nu$. Оказывается, что $\operatorname{tg}\omega$ положительной компоненты во всех случаях должен быть меньше $\operatorname{tg}\omega$ отрицательной компоненты, иначе говоря, положительная компонента должна быть линзой с уменьшенным вторичным спектром, а отрицательная — линзой с преувеличенным вторичным спектром, чтобы отношение $\operatorname{tg}\omega_I/\operatorname{tg}\omega_{II}$ отличалось от единицы, как этого требуют кривые рис. 100.

3) Чем ближе отношение $\operatorname{tg}\omega_I/\operatorname{tg}\omega_{II}$ к единице, тем легче подобрать пару стекол с большой разностью $\Delta\nu$, обеспечивающей малые кривизны линз; в то же время при этом возрастает численное значение φ_I, а вместе с ним и кривизна линз, и мы снова оказываемся внутри заколдованного круга, не находя выгодного решения, пока не открыты более благоприятные сорта стекол.

4) Из всех значений Δ/f наиболее благоприятным оказывается $\Delta/f = 0$. В таком объективе при заданном значении φ_I/φ отношение $\operatorname{tg}\omega_I/\operatorname{tg}\omega_{II}$ больше всего приближается к единице, что, как мы видели, выгодно в смысле выбора пар стекол с большой разностью $\Delta\nu$.

---

* Очень выгодные в этом смысле решения автор нашел для «нестеклянной» оптики.

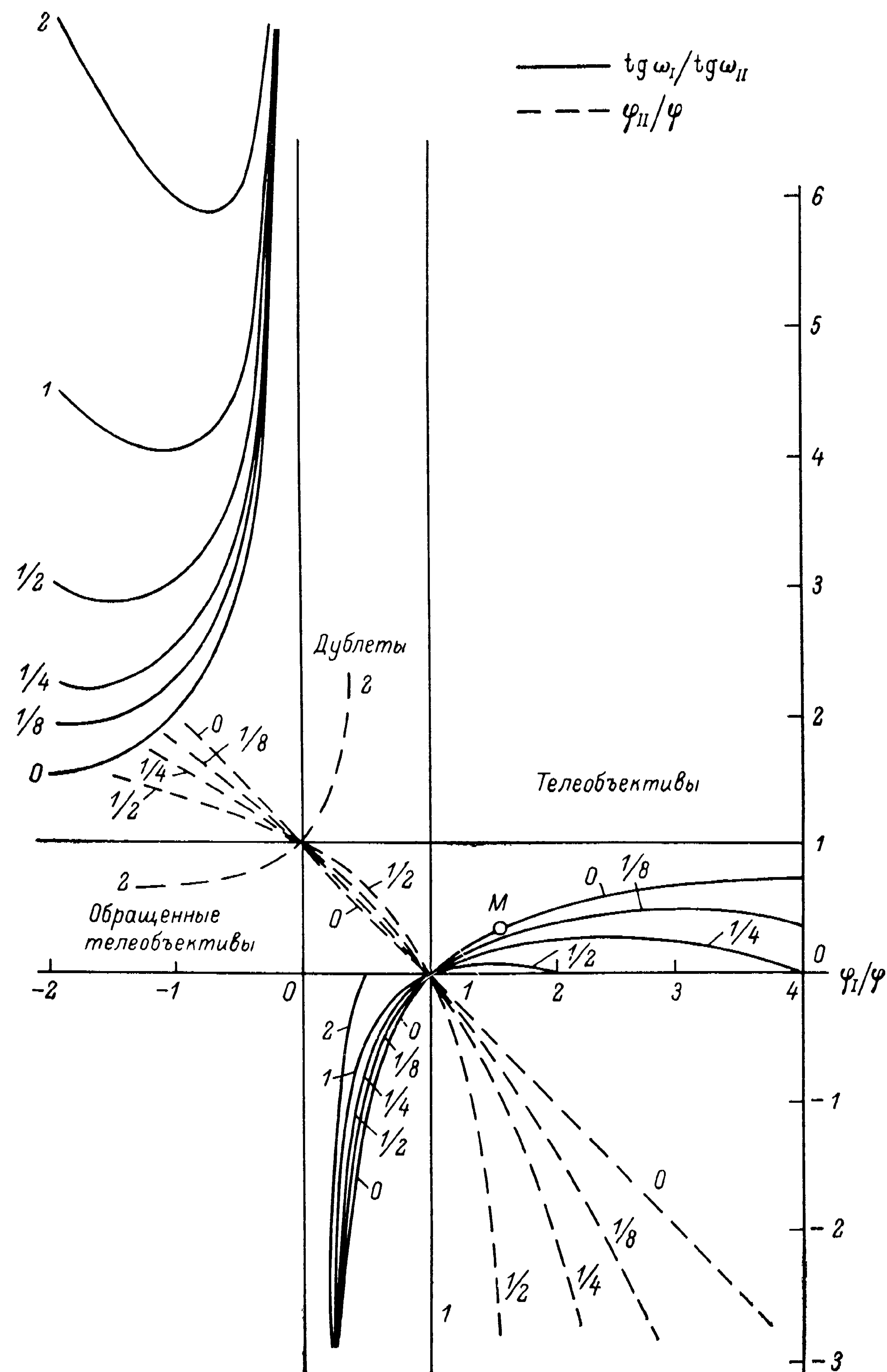


Рис. 100.

Но так как такой объектив ($\Delta/f=0$) является пределом, к которому стремятся телеобъективы и обращенные телеобъективы при уменьшении воздушного промежутка Δ между компонентами, то можно заключить, что телеобъективы и обращенные телеобъективы лишены практического смысла, так как они дают наилучшее решение в предельной форме, когда они теряют свои характерные черты и обращаются в сложный объектив из четырех соприкасающихся тонких линз, расположенных в любой последовательности.

5) Установив, что наивыгоднейшее решение следует искать в системах с $\Delta=0$, мы всегда можем так подобрать стекла, что один сорт явится общим для первой и второй компонент; а в таком случае четырехлинзовый объектив обратится в трехлинзовый, составленный из трех различных сортов стекла.

Так, обращаясь к рис. 90, мы можем составить компоненты из следующих, например, стекол:

$$\left.\begin{array}{l} \text{компонента I} — L+C9: \\ \qquad \varphi_I>0, \quad \operatorname{tg}\omega_I=0.370\cdot 10^{-3}; \\ \text{компонента II} — C14+L: \\ \qquad \varphi_{II}<0, \quad \operatorname{tg}\omega_{II}=1.060\cdot 10^{-3}. \end{array}\right\} \tag{291}$$

Отсюда определяем отношение

$$\frac{\operatorname{tg}\omega_I}{\operatorname{tg}\omega_{II}}=0.348. \tag{292}$$

Приняв $\Delta=0$ и $\varphi=+1$, из выражений (271) и (290) однозначно определяем

$$\varphi_I=+1.53, \quad \varphi_{II}=-0.53. \tag{293}$$

На рис. 100 этому решению соответствует точка M.

Зная φ_I и φ_{II} и сорта стекол, определяем разность кривизн для каждой из линз компонент, пользуясь выражением (244):

$$\left.\begin{array}{l} \text{компонента I:} \\ \qquad \Delta\rho'_I=+7.68 \text{ (стекло L)}, \\ \qquad \Delta\rho''_I=-4.09 \text{ (стекло C9)}; \\ \text{компонента II:} \\ \qquad \Delta\rho'_{II}=-12.64 \text{ (стекло C14)}, \\ \qquad \Delta\rho''_{II}=+11.37 \text{ (стекло L)}. \end{array}\right\} \tag{294}$$

Но так как $\Delta=0$, то четырехлинзовый объектив можно заменить трехлинзовым, соединяя первую и четвертую линзы из стекла L в одну линзу, эквивалентную им. После этого *трехлинзовый апохромат* может быть представлен в виде:

$$\left.\begin{array}{l} \text{линза 1,} \quad \Delta\rho'=+19.05 \text{ (стекло L)}; \\ \text{линза 2,} \quad \Delta\rho''=-4.09 \text{ (стекло C9)}; \\ \text{линза 3,} \quad \Delta\rho''=-12.64 \text{ (стекло C14)}. \end{array}\right\} \tag{295}$$

Трехлинзовые объективы, построенные на таком принципе, носят название *апохроматов Тэйлора*; по-видимому, сам Тэйлор шел более простым путем при расчете своих апохроматов, так комбинируя три сорта стекла (из которых по крайней мере один должен быть необычным), чтобы в результате получить ахроматизацию для трех длин волн.

Мы же вывели тип апохромата Тэйлора как частный случай двухкомпонентных систем, произведя подробное и небесполезное их исследование, не сулящее практически интересных решений до тех пор, пока не будут открыты и разработаны более выгодные сорта стекол.

Как видим, в апохромате Тэйлора, изготовленном по случайно выбранному нами рецепту, максимальная разность кривизн в линзе из стекла L очень велика и достигает 19 единиц. Эта разность оказалась даже большей, чем в объективе № 3 табл. 55, составленном из двух стекол L и K.

Впрочем, величину $\Delta\rho_{max}$ в объективе Тэйлора можно несколько уменьшить, пожертвовав полной ахроматизацией в лучах C, D и F и получив при этом все же достаточно «апохроматичный» объектив.

В оригинальных объективах Тэйлора $\Delta\rho_{max}$ было близко к 20 единицам; если же пожертвовать совершенной ахроматизацией, то можно было снизить $\Delta\rho_{max}$ приблизительно до 14 единиц. Отсюда заключаем, что из существующих советских стекол можно рассчитать объектив Тэйлора во всяком случае не хуже, чем из стекол заграничных. Напомним, что для трехлинзовых апохроматов, типа апохромата Тэйлора, можно использовать большое число комбинаций сортов стекла,* но во всех случаях по крайней мере один сорт стекла будет необычным, т. е. стеклом типа лангкрон или курцфлинт.

Укажем также, что последовательность линз 1, 2, 3 в объективе может быть любая и устанавливается вычислителем из условий наилучшего исправления сферической аберрации и комы и наивыгоднейшей конструкции объектива. Понятно, что при переходе от объектива с бесконечно тонкими линзами к реальному объективу с линзами конечной толщины происходит некоторое, хотя и небольшое, изменение разностей кривизн $\Delta\rho'$, $\Delta\rho''$ и $\Delta\rho'''$.

Объективы Тэйлора имеют интересные решения в случае комбинации двух необычных сортов стекла с одним обычным сортом. Но, к сожалению, наш второй необычный сорт — советский курцфлинт — еще недостаточно доработан и мало отступает, как это мы видели на рис. 90, от наклонной ветви обычных сортов стекла.

Если только верить числам каталога Шотта, немецкий курцфлинт по сравнению с советским обладает более низким, а потому

* В 1942 г. автором были произведены в этом направлении исследования, значительно более подробные, чем описанные здесь.

и более благоприятным значением γ_F. Допустим, что нашим стекловарам также удастся снизить в курцфлинте γ_F до значения 0.705, не изменяя при этом заметным образом величины ν. Такой несколько усовершенствованный курцфлинт обозначим символом K_1 и условно зададим следующими вероятными константами:

стекло K_1:

$$\left.\begin{aligned} \nu &= 51.57, \\ n_F - n_C &= 0.010268, \\ \gamma_F &= -0.705. \end{aligned}\right\} \quad (296)$$

Советский лангкрон L может быть оставлен пока без усовершенствования, так как в нем γ_F уже достаточно благоприятна. Зададим это реально существующее стекло константами:

стекло L:

$$\left.\begin{aligned} \nu &= 58.72, \\ n_F - n_C &= 0.008987, \\ \gamma_F &= -0.7066. \end{aligned}\right\} \quad (297)$$

В качестве третьего стекла можно было бы взять либо один из флинтов, либо один из легких кронов. Пользуясь изложенной выше методикой, выполним первоначально вычисления разностей кривизн для обоих этих случаев, для чего выпишем константы знакомого уже нам флинта Ф2 и особого крона ОК1 одной из реально осуществленных плавок:

стекло Ф2:

$$\left.\begin{aligned} \nu &= 36.60, \\ n_F - n_C &= 0.01684, \\ \gamma_F &= -0.7150; \end{aligned}\right\} \quad (298)$$

стекло ОК1:

$$\left.\begin{aligned} \nu &= 66.28, \\ n_F - n_C &= 0.007069, \\ \gamma_F &= -0.7012. \end{aligned}\right\} \quad (299)$$

Комбинация № 1 —
курцфлинт K_1 + лангкрон L + нормальный флинт Ф2:

$$\left.\begin{aligned} &\text{линза 1,}\ \Delta\rho' = -8.5\ (K_1); \\ &\text{линза 2,}\ \Delta\rho'' = +11.6\ (L); \\ &\text{линза 3,}\ \Delta\rho''' = -1.0\ (\text{Ф2}). \end{aligned}\right\} \quad (300)$$

Комбинация № 2 —
курцфлинт K_1 + лангкрон L + особый крон ОК1:

$$\left.\begin{aligned} &\text{линза 1,}\ \Delta\rho' = -10.3\ (K_1); \\ &\text{линза 2,}\ \Delta\rho'' = +8.3\ (L); \\ &\text{линза 3,}\ \Delta\rho''' = +4.5\ (\text{ОК1}). \end{aligned}\right\} \quad (301)$$

Последние две комбинации с лангкроном и улучшенным курцфлинтом оказались значительно выгоднее не только комбинации (295), но и двухлинзового апохромата № 3 табл. 55.

При $\Delta\rho_{max}$, близком к 10 единицам, такие апохроматы уже представляют значительный практический интерес, так как допускают сравнительно простое изготовление, сравнительно надежную центрировку линз и конструктивно приемлемые относительные отверстия объектива.

Если стекловары выполнят только часть общей широкой задачи, сформулированной выше, и снизят γ_F у курцфлинта до 0.705, то трехлинзовые апохроматы Тэйлора (301) или (300) или другой аналогичной комбинации получат широкое практическое применение.

В рассмотренных апохроматах лучи C, D и F сведены в один общий фокус. Но отсюда еще не следует, что остаточный хроматизм положения устранен в них для остальных длин волн. Поясним это схематически на рис. 101, изображающем хроматическую кривую апохромата типа Тэйлора. В спектральном интервале от C до F остаточный хроматизм может быть, действительно, очень мал, во всяком случае во много раз меньше, чем в ахроматах и полуахроматах; для этой спектральной области «апохромат» вполне оправдывает свое название. Но за пределами области $C-F$ хроматическая кривая может давать крутые изгибы либо влево, либо вправо от оси ординат, причем направление изгибов зависит от хода дисперсии в стеклах. Хроматическая кривая может пересекать ось ординат не только в трех точках, как это изображено на рис. 101, но и в четырех и в большем количестве точек, а потому формы хроматических кривых в зависимости от ходов дисперсии в стеклах могут быть самыми разнообразными. Но наиболее вероятными формами будут либо форма рис. 101, либо ее «зеркальное» изображение.

Чем меньше $\Delta\nu$ для какой-либо пары стекол, тем вероятнее бо́льшая искривленность хроматической кривой, т. е. больший остаточный хроматизм в интервалах между C и D, между D и F и за пределами участка $C-F$. Для уменьшения «хвостов» хроматической кривой можно было бы производить ахроматизацию не для лучей C, D и F, а для трех лучей более широкой спектральной области, например для лучей A, D и g. В таком объективе инфракрасный и фиолетовый «хвосты» оказались бы значительно менее изогнутыми; в то же время остаточный хроматизм внутри двух новых интервалов $A-D$ и $D-g$ оказался бы значительно бо́льшим, нежели он был в интервалах $C-D$ и $D-F$ рис. 101.

Мы трактовали трехлинзовый апохромат Тэйлора как предел, в который обращаются двухкомпонентные системы — дублеты, телеобъективы и обращенные телеобъективы — при промежутке $\Delta=0$; при этом в каждой из компонент имелся один общий сорт стекла, что позволило две линзы из такого сорта стекла заменить одной.

Поясним и обобщим схематически изученный материал на рис. 102, изображающем наклонную ветвь AxyzB для обычных стекол и положение двух необычных сортов K и L.

Для получения двухлинзового апохромата следовало бы осуществить либо комбинацию $K+y$, либо комбинацию $L+z$, но в обоих случаях $\Delta\nu$ оказывается настолько малым, что решение теряет практический интерес.

Чтобы несколько повысить $\Delta\nu$, мы осуществляем полуапохроматические комбинации $K+L$ или $K+z$, или $L+y$; в них вторичный спектр значительно снижен, но $\Delta\nu$ все еще малы.

Ради повышения $\Delta\nu$ осуществляем комбинации $K+B$ или $L+A$, но в них снижение вторичного спектра очень мало. Пока стекло-

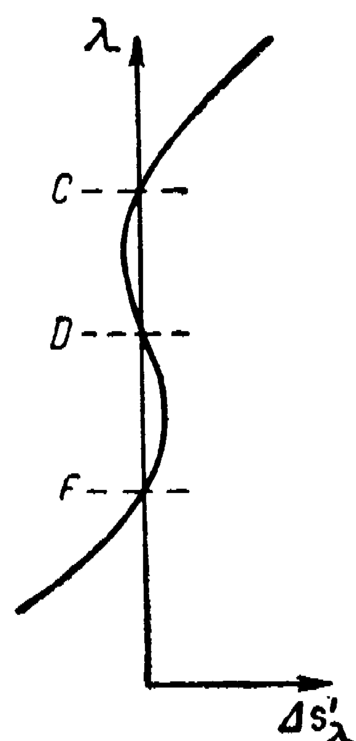


Рис. 101.

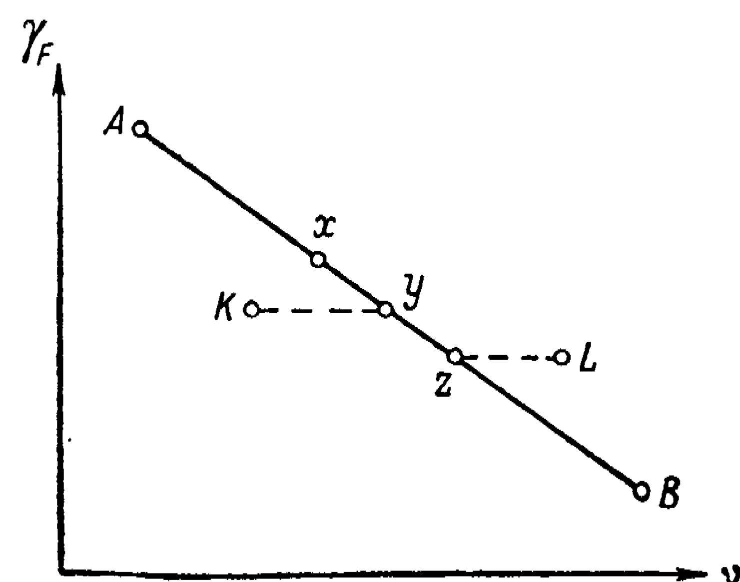


Рис. 102.

варам не удастся значительно раздвинуть сорта K и L, сохранив их приблизительно на одинаковом уровне, до тех пор двухлинзовые апохроматы не получат выгодного для практики решения. Тот же прогресс в сортах K и L позволит рассчитать значительно более выгодные полуапохроматы как в смысле малости кривизн их линз, так и в смысле значительности исправления вторичного спектра. Вот все, что следует повторить о двухлинзовых объективах с уменьшенным вторичным спектром.

Но если для стекловарения чрезвычайно трудна задача раздвижения сортов K и L по горизонтали при непременном условии удержания их на одинаковой высоте по вертикали — условии для осуществления двухлинзового апохромата $K+L$, то независимое перемещение сорта K только вниз или только влево на рис. 102 или независимое перемещение сорта L только вверх или только вправо представляет задачу более легкую и имеющую больше перспектив на скорое разрешение.

В этом случае сорта K и L могут оказаться на совершенно различных уровнях, кроме того, задача может оказаться разрешенной только для одного из двух необычных стекол. Здесь-то и могут

быть использованы трехлинзовые апохроматы типа Тэйлора, в которых третий сорт стекла выправляет несовпадение уровней γ двух других сортов.

Допустим (рис. 102), что в нашем распоряжении имеется только один необычный сорт стекла — сорт K. Из него и из обычных стекол можно составить следующий предельный ($\Delta=0$) дублет:

$$(K+A)+(x+K)=A+x+(K,\ K), \tag{302}$$

при этом

$$\operatorname{tg}\omega_{I}>0, \quad \operatorname{tg}\omega_{II}<0.$$

Но можно тот же объектив трактовать как предельный телеобъектив:

$$(x+A)+(K+A)=(A,\ A)+x+K, \tag{303}$$

при этом

$$\operatorname{tg}\omega_{I}>0, \quad \operatorname{tg}\omega_{II}>0.$$

Предлагаем читателю проверить вычислением, что независимо от того, получен ли апохромат Тэйлора как предельный дублет (302) или как предельный телеобъектив (303), разности кривизн $\Delta\rho_A$, $\Delta\rho_x$, $\Delta\rho_K$ окажутся одинаковыми.

Оба решения (302) и (303) окажутся невыгодными, так как $\Delta\nu$ для сортов K очень мало.

Рассмотрим еще одну комбинацию:

$$(B+K)+(B+L)=(B,\ B)+K+L. \tag{304}$$

Ее можно представить себе и иначе:

$$(L+K)+(B+L)=B+K+(L,\ L) \tag{305}$$

или

$$(L+K)+(B+K)=B+(K,\ K)+L. \tag{306}$$

Три последние комбинации оказываются опять-таки совершенно равноценными в отношении величин $\Delta\rho_B$, $\Delta\rho_K$ и $\Delta\rho_L$. Однако они отличаются от комбинаций (302) и (303) тем, что все они могут трактоваться лишь как предельные телеобъективы, но не предельные дублеты. Действительно, при сочетании стекол B, L и K ни для одного из сочетаний не имеет места $\operatorname{tg}\omega<0$. Второе их отличие состоит в том, что $\Delta\nu$ для наименее выгодных сочетаний не слишком мало.

Если бы перед наукой и техникой стекловарения была поставлена очень настойчиво задача существенного усовершенствования стекол K и L или хотя бы одного из них, то апохроматы типа Тэйлора получили бы практически выгодные решения сравнительно скоро и притом значительно раньше, чем это могло бы произойти для двухлинзового апохромата.

Но мы так настойчиво не ставили этой задачи перед оптическим стекловарением, за исключением одного случая, когда требования астрономической оптики и добрая воля завода «ИЗОС»

позволили осуществить в короткий срок стекло лангкрон L, фигурировавшее в настоящем исследовании. Нет сомнения, что это стекло можно было бы еще более усовершенствовать, если бы работы продолжались и дальше; но и то, чего достиг завод «ИЗОС», позволило осуществить два высококачественных крупных объектива полуапохромата, с успехом применявшихся во время наблюдения солнечного затмения 1936 г. и продолжающих успешно работать в других установках.

Разработанный таким образом лангкрон оказался в технологическом и оптическом отношениях стеклом благоприятным, не вызывающим нареканий ни со стороны стекловара, ни со стороны оптика. Курцфлинт в этом смысле проявил себя как стекло, значительно более капризное и неприятное.

В заключение попробуем ответить на вопрос о перспективах рефракторов. Крупные объективы рефракторов дороги, трудны в изготовлении и приводят к значительным потерям света даже тогда, когда они составлены из двух линз: обычного крона и обычного флинта. Трехлинзовые крупные объективы вряд ли могут себя оправдать в этом смысле, даже если бы были открыты новые, более выгодные сорта стекла и если бы эти сорта оказались технологически благоприятными, т. е. позволяли осуществлять блоки оптически однородного стекла большой массы.

Но прежде всего на сегодня мы не располагаем такими стеклами и довольствуемся парой обычных стекол для изготовления обычных крупных ахроматов. Мы помним, как велик вторичный спектр в таких ахроматах и как сильно он ограничивает допустимое относительное отверстие объектива.

Вряд ли рационально затрачивать средства, время и труд на изготовление объективов более 400—500 мм в поперечнике, причем относительные отверстия для таких объективов следовало бы снижать до 1 : 40—1 : 50 вместо 1 : 15—1 : 20, как это обычно практикуется. Поэтому рефрактор — слишком громоздкий и дорогой инструмент для своей скромной проницающей и разрешающей силы. Только малые рефракторы способны давать удовлетворительные по хроматизму (но только удовлетворительные и не выше) изображения; при этом их длина и дороговизна все еще несоразмерны с тем, что мы в них видим и как мы в них видим.

Астрофизика, требующая от инструмента большой мощности и высокого качества изображения, отвергла рефрактор как основной инструмент для исследований. Рефракторы уступили дорогу рефлекторам, допускающим применение огромных отверстий и высоких светосил и при этом вполне ахроматичным.

Идеальный ахроматизм рефлектора интересен для астрофизики потому, что в одном изображении соединены лучи любых длин волн, которые только излучает исследуемое светило и пропускает земная атмосфера и оптика рефлектора; и если это изображение почему-либо искажено, то в первом приближении искажено одинаково для лучей различных длин волн.

Наконец, сравнительные простота и дешевизна изготовления мощных рефлекторов и всего комплекса их оборудования позволяют на те же средства построить значительно более мощный инструмент.

Рефлекторы обладают целым рядом специфических недостатков, многие из которых устранены в новых менисковых катадиоптрических системах. Эти системы в еще большей степени подтверждают бесперспективность и обреченность крупных рефракторов. Но есть одна область, в которой ни рефлекторам, ни менисковым телескопам принципиально не удается конкурировать с рефракторами, и этой областью является *точная абсолютная астрометрия*. Для относительных астрометрических измерений пригоден и рефлектор, и менисковый телескоп, причем последний, по-видимому, следует предпочесть рефрактору. Но как только встает вопрос об абсолютном измерении положения светила, всякая оптическая система, включающая в себя хотя бы один зеркальный элемент, является принципиально неудовлетворительной, так как случайному смещению зеркального элемента на малый угол α будет соответствовать смещение изображения на угол 2α. В этой области исследований первенство остается за рефрактором.

Правда, кроме принципиальных соображений, следует еще считаться и с соображениями конструктивного характера, и в этом смысле менисковый телескоп, может быть, имеет некоторые шансы на успех даже для решения задач абсолютной астрометрии.

Действительно, для точной наводки звезды на нить измерительного инструмента прежде всего следует иметь достаточно четкое и мелкое изображение звезды; четкость изображения зависит не только от состояния атмосферы, но и от аберраций объектива, угловые же размеры изображения определяются диаметром объектива. Поэтому для точных астрометрических приборов желательны объективы достаточно крупного диаметра и с достаточно совершенным исправлением аберраций; но чтобы удовлетворительно исправить аберрации в объективе, его следует сделать достаточно длиннофокусным; длинная же труба обусловливает значительные прогибы инструмента, различные при различных наклонах инструмента к горизонту; эти прогибы могут возникать не только под действием собственного веса трубы, ее объектива и окулярной части, но и как следствие одностороннего нагрева длинной трубы. И если астрометрический рефрактор не боится угловых смещений объектива, то в нем страшны прогибы трубы любого происхождения, не всегда поддающиеся точному учету.

Менисковый же телескоп практически свободен от прогибов трубы, которая в нем относительно очень коротка: в некоторых менисковых системах длина трубы превышает диаметр объектива всего в $1^1/_2$—2 раза. Конструкция менискового телескопа такова, что нет оснований ожидать значительных смещений зеркал; можно, кроме того, разработать такую специальную конструкцию, при которой всякие смещения зеркал вообще будут маловероятны. В та-

ком виде менисковый телескоп сможет конкурировать с рефрактором и в области абсолютной астрометрии.

Но пока эти утверждения не доказаны на опыте, осторожнее будет оставить за рефракторами чуть ли не единственную их привилегию — наилучшего инструмента для абсолютной астрометрии.

18. ОСТАТОЧНЫЕ АБЕРРАЦИИ ОБЪЕКТИВОВ. СЛОЖНЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

Вычислитель может исправить в объективе сферическую аберрацию, кому и хроматизм, но только лишь в первом приближении, после чего у объектива останутся остаточная сферическая аберрация, остаточная кома и остаточный хроматизм.

Оптик, шлифующий линзы объектива, не может существенным образом изменить ни остаточной комы, ни остаточного хроматизма объектива: для этого следовало бы очень далеко уйти ему от расчетных данных, что маловероятно при сколько-нибудь серьезно поставленном контроле радиусов и толщин изготовляемых линз. Но оптик в сильной степени может видоизменить расчетную остаточную сферическую аберрацию, если он допустит самые незначительные зональные ошибки на поверхности линз.

Если плохой оптик в силу своей неопытности может с легкостью видоизменить расчетную остаточную сферическую аберрацию, то, с другой стороны, хороший, высококвалифицированный оптик с небольшими затруднениями может видоизменить ее так, что объектив окажется свободным от остаточной сферической аберрации.

Такая полировка поверхностей линз, имеющая целью исправление неустранимой в расчете остаточной сферической аберрации, носит название *зональной ретуши*; это наиболее простая и легкая из всех видов ретуши.

Но мы предположим, что вычислитель рассчитал объектив со сферическими поверхностями линз, а оптик математически точно воспроизвел эти поверхности.

Посмотрим, чем должен руководствоваться вычислитель при расчете объектива и какой вид должны иметь остаточные аберрации в случае оптимального решения.

Начнем с остаточной сферической аберрации. Если объектив визуальный, то оптимальная форма кривой остаточной аберрации должна иметь место для луча $\lambda_0=0.555$ мкм, в случае фотографического объектива — для $\lambda\approx0.44$ мкм. Или вообще: наилучшее исправление остаточной сферической аберрации следует производить для длины волны наибольшего эффекта; к этой же длине волны следует привести и вершину хроматической кривой объектива. Если более детальное исследование вопроса и приводит к рекомендации делать в отдельных случаях некоторые отклонения от этого правила, то они прежде всего весьма незначительны, а потому и несущественны.

Изменяя параметры двухлинзового ахромата, т. е. кривизны и толщины его линз, можно получить следующее семейство кривых продольной сферической аберрации $\Delta s'_y$ (рис. 103, *а*) вблизи оптимального решения. Оптимальное решение, изображенное на рисунке сплошной кривой, мы пока не мотивируем.

Совершая знакомый уже нам переход от продольных аберраций к угловым, получаем семейство кривых угловой аберрации η_y (рис. 103, *б*) вблизи оптимального решения.

Наконец, совершаем переход от угловых аберраций к волновым (рис. 103, *в*) и получаем семейство кривых h_y; сплошная кривая характеризует собой оптимальное решение, в котором волновые

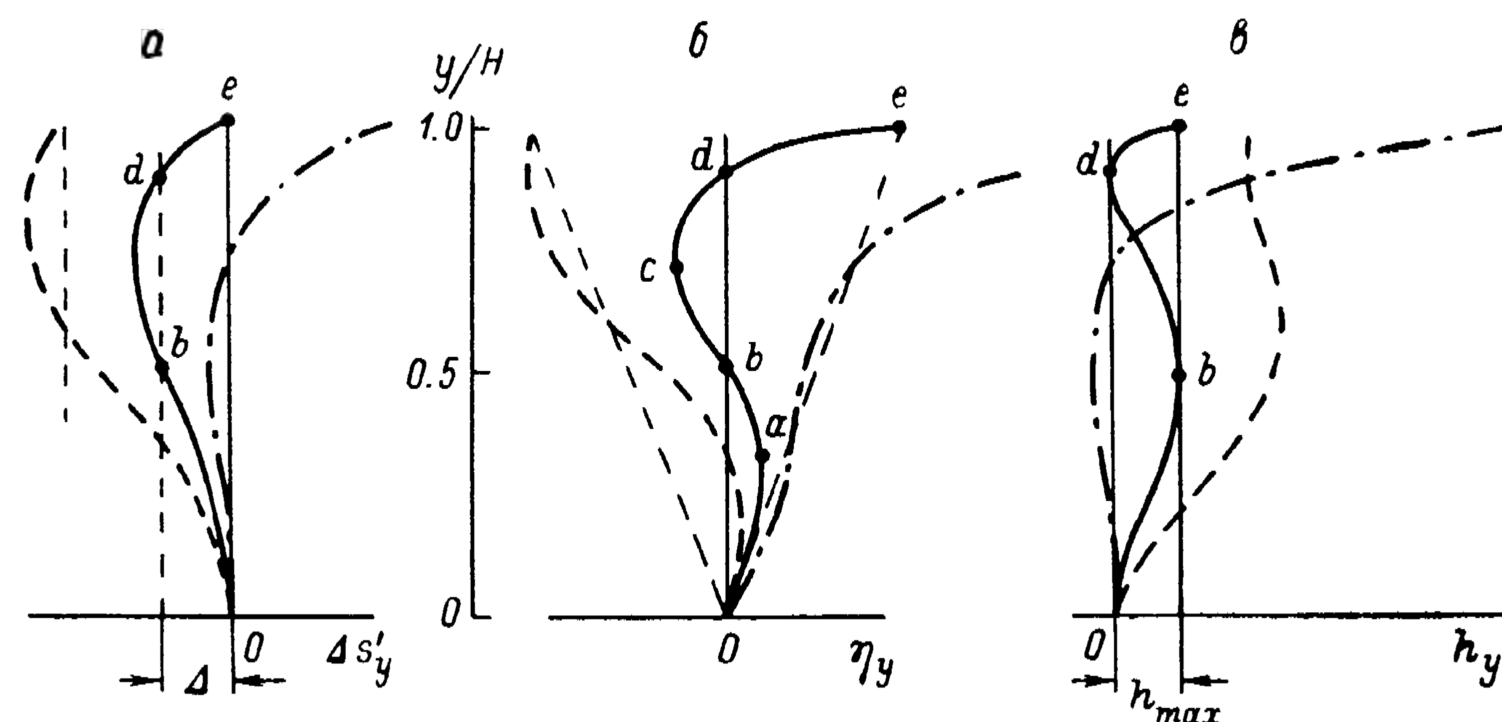


Рис. 103.

аберрации достигают наименьшего значения из возможных для данного объектива.

В пояснениях к рис. 35 были даны указания о смещении плоскостей фокусировки и отыскании плоскостей наилучшей фокусировки.

Здесь лишь скажем, что вычислитель только тогда может считать себя справившимся с задачей исправления сферической аберрации, когда он достиг в визуальном объективе минимума волновых аберраций, т. е. достаточно приблизился к сплошной кривой рис. 103, *в*.

Такому оптимальному решению соответствует сплошная кривая *Oabcde* рис. 103, *б*, характерная тем, что точка *b* лежит приблизительно на половине полудиаметра *H* объектива ($y_b\approx H/2$) и что минимум *c* численно несколько превосходит максимум *a*, тогда как аберрация на внешней зоне в несколько раз превосходит максимум *a*.

Чтобы получить такие волновые и угловые аберрации, необходимо привести аберрацию к форме сплошной кривой рис. 103, *а*, у которой точка *e* приблизительно совмещена с осью ординат,

т. е. у которой фокусы внешней зоны и параксиальный приблизительно совпадают. Кроме того, необходимо сместить плоскость наилучшей фокусировки (вертикальный пунктир) с гауссовой плоскости на величину Δ так, чтобы точка b оказалась приблизительно на зоне $y \approx H/2$.

В объективах фотографических оптимальный вид коррекции сферической аберрации является вопросом достаточно дискуссионным. Для одних случаев, когда желательно осуществить максимальное разрешение звезд, близких к предельным, коррекция сферической аберрации должна приближаться к только что описанной сплошными кривыми рис. 103. Но для других случаев, когда на первом плане стоят требования высокой контрастности снимка или когда фотографируются звезды на много звездных величин ярче предельных, коррекция сферической аберрации должна приближаться к такой, при которой кружки минимального рассеяния приобретают наименьшую из возможных для них величину.

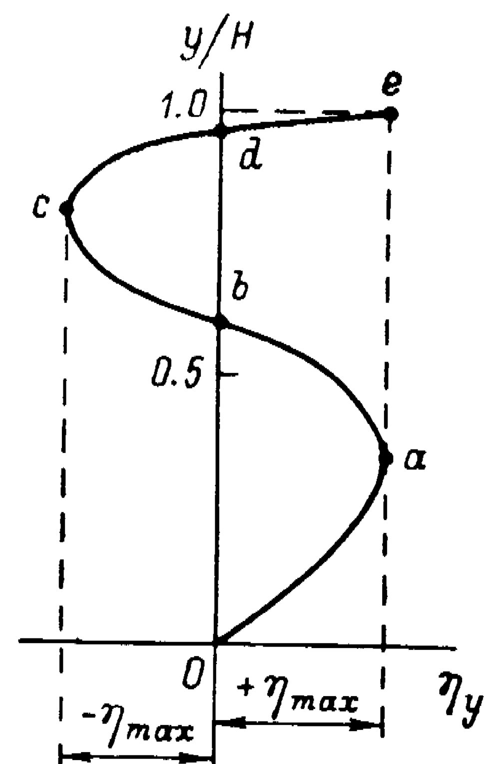


Рис. 104.

На рис. 104 представлена кривая угловой сферической аберрации η_y для случая коррекции на минимум кружка наименьшего рассеяния.

Здесь в точках a и e угловые аберрации достигают величины $+\eta_{max}$, а в точке c — величины $-\eta_{max}$. Если эти две величины численно равны друг другу, то условие минимума кружка наименьшего рассеяния выполнено, так как поперечные аберрации пропорциональны угловым. При таком виде коррекции точка b кривой имеет ординату y, близкую к $0.6H$.

В обычных двухлинзовых ахроматах — склеенных и несклеенных — кривые остаточной сферической аберрации имеют достаточно однообразную форму кривых рис. 103, различаясь, конечно, в сильной степени по величине h_{max} при первом виде коррекции или по величине $\pm\eta_{max}$ при втором виде коррекции.

Как увидим дальше, это положение в полной мере оправдывается и для менисковых систем.

Продольная сферическая аберрация Δs_y° является, во-первых, функцией параметров объектива, т. е. кривизн, толщин и показателей преломления линз, и, во-вторых, функцией y ординаты падающего луча, или зоны объектива, и смещения Δ плоскости фокусировки с гауссовой плоскости.

Если параметры объектива установлены, то Δs_y° зависит только от зоны y или от y/H, где H — высота внешней зоны объектива, и от смещения Δ. Эту зависимость можно представить в виде бесконечного ряда членов с четными степенями y/H, четными потому,

что каустика сферической аберрации имеет осевую симметрию, а значит, независимо от знака при y продольная аберрация данной зоны $\pm y$ имеет одинаковую величину.

Разложим Δs_y° в следующий ряд:

$$\Delta s_y^\circ = -\Delta + a\left(\frac{y}{H}\right)^2 + b\left(\frac{y}{H}\right)^4 + c\left(\frac{y}{H}\right)^6 + \ldots, \qquad (307)$$

где Δ — смещение плоскости фокусировки с гауссовой плоскости и где $a, b, c, \ldots$ — некоторые коэффициенты, имеющие линейную размерность. При $y=0$ $\Delta s_0^\circ = -\Delta$. Таким образом, Δs_y°, охарактеризованная индексом (°), представляет собой сферическую аберрацию, отнесенную не к гауссовой плоскости, а к некоторой плоскости фокусировки, в частности к наивыгоднейшей.

От продольной аберрации совершаем переход к угловой по формуле (63), после чего получаем, и опять-таки для смещенной плоскости фокусировки:

$$\eta_y^\circ = \frac{H}{f^2}\left[-\Delta\left(\frac{y}{H}\right) + a\left(\frac{y}{H}\right)^3 + b\left(\frac{y}{H}\right)^5 + c\left(\frac{y}{H}\right)^7 + \ldots\right]; \qquad (308)$$

при $y=0$ угловая аберрация η_0° всегда равна нулю; то же относится и к волновой аберрации. Первый член $-\Delta\,(y/f^2)$ определяет прирост угловой величины радиуса кружка рассеяния при смещении плоскости фокусировки с гауссовой на величину Δ и независимо от аберрационных свойств объектива.

Остальные члены определяют собственно угловую сферическую аберрацию объектива и с тем большей точностью, чем большее число членов бесконечного ряда принято во внимание при вычислении.

При расчетах первого приближения к истине опускают все члены формулы (308), кроме первых двух, выражая угловую сферическую аберрацию в виде

$$\eta_y^\circ \approx \frac{H}{f^2}\left[-\Delta\left(\frac{y}{H}\right) + a\left(\frac{y}{H}\right)^3\right]. \qquad (309)$$

Поэтому аберрации, вычисленные при таком упрощении и приближении к истине, называются *аберрациями третьего порядка*. Если относить их к гауссовой плоскости, т. е. принимать $\Delta=0$, то

$$\eta_y \approx \frac{H}{f^2}\,a\left(\frac{y}{H}\right)^3. \qquad (310)$$

С этой величиной мы уже познакомились в выражении (107) несколько иного начертания.

Величина дефокусировки Δ и коэффициенты $a, b, c \ldots$ выражений (307) и (308) могут быть определены как экспериментально, так и путем вычисления. Для этого следует экспериментально или путем вычисления определить несколько значений Δs_y° (или η_y°). Если кривая Δs_y° построена только по двум найденным таким

образом точкам, то можно составить два уравнения (307) и, решив их, определить с низкой точностью дефокусировку Δ и первый коэффициент a. Если кривая Δs_y° построена по трем точкам, то таким же образом можно определить, и притом с более высокой точностью, Δ и два коэффициента: a и b и т. д.

Пусть для остаточной сферической аберрации Δs_y° определены четыре точки: *1*, *2*, *3*, *4* рис. 105. Пусть координаты этих точек имеют, например, значения, приведенные в табл. 56.

Таблица 56

Точка (рис. 105)	y/H	Δs_y°
1	0.2	−2
2	0.5	−3
3	0.8	−5
4	1.0	−3

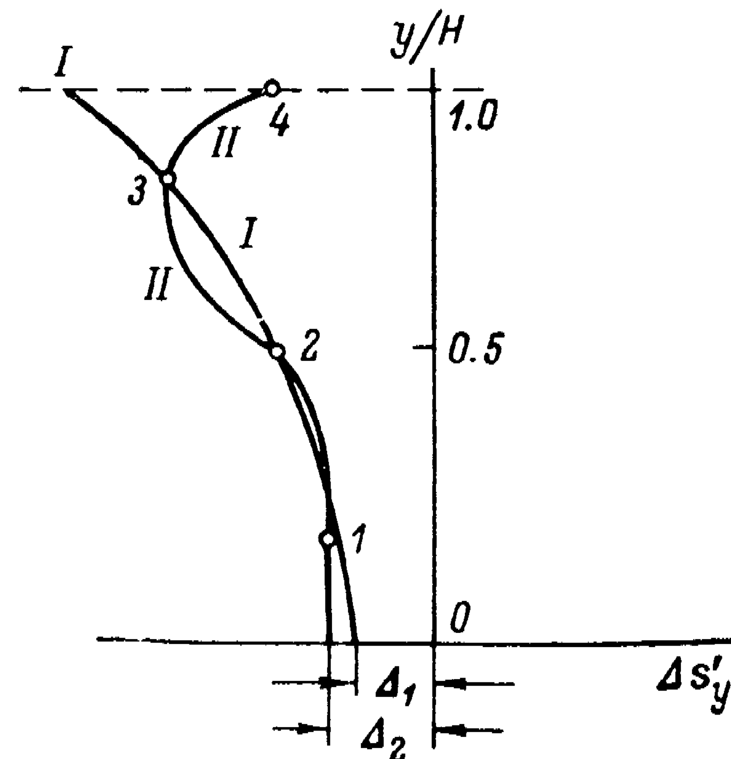


Рис. 105.

Используем сперва для составления уравнения Δs_y° только две точки, например *2* и *3*.

Составляем два уравнения (307) и, решая их, находим

$$\left.\begin{aligned}&\Delta_1 = +1.72, \quad a_1 = -5.13,\\ \text{откуда}\quad &\Delta s_y^\circ = -1.72 - 5.13\left(\frac{y}{H}\right)^2.\end{aligned}\right\} \tag{311}$$

На рис. 105 прочерчиваем кривую *I*, приближенно определяющую сферическую аберрацию и дефокусировку Δ_1 объектива.

К двум точкам присоединяем третью точку и получаем новую кривую Δs_y°, проходящую через три точки и выражающую значительно точнее истинный ход кривой остаточной аберрации.

Наконец используем все четыре точки, составляем четыре уравнения (307) и, решая их, находим значение трех коэффициентов (a_2, b, c) и весьма точное значение дефокусировки Δ_2:

$$\left.\begin{aligned}&\Delta_2 = +1.97, \quad b = -15.1,\\ &a_2 = -1.53, \quad c = +15.6,\\ \text{откуда}\quad &\Delta s_y^\circ = -1.97 - 1.53\left(\frac{y}{H}\right)^2 - 15.1\left(\frac{y}{H}\right)^4 + 15.6\left(\frac{y}{H}\right)^6.\end{aligned}\right\} \tag{312}$$

Прочерчиваем на рисунке кривую *II*, которая учитывает аберрации высших порядков (шестых для S_y° и седьмых для η_y°), а потому лучше, чем предыдущие, отражает истинный ход остаточной сферической аберрации в объективе.

Этой кривой и уравнением (312) можно пользоваться для целей точной интерполяции и, в частности, определить более точно величину дефокусировки $\Delta = \Delta_2 = 1.97$.

Таким же образом составляем и уравнение для остаточной угловой сферической аберрации (308)

$$\eta_y^\circ = -\frac{H}{f^2}\left[1.97\left(\frac{y}{H}\right) + 1.53\left(\frac{y}{H}\right)^3 + 15.1\left(\frac{y}{H}\right)^5 - 15.6\left(\frac{y}{H}\right)^7\right], \tag{313}$$

затем для волновой аберрации

$$\eta_y^\circ = -H\int_0^{y/H} \eta_y^\circ d\left(\frac{y}{H}\right) = \frac{H^2}{f^2}\left[\frac{1.97}{2}\left(\frac{y}{H}\right)^2 + \frac{1.53}{4}\left(\frac{y}{H}\right)^4 + \frac{15.1}{6}\left(\frac{y}{H}\right)^6 - \frac{15.6}{8}\left(\frac{y}{H}\right)^8\right] \tag{314}$$

и, наконец, для асферичности δ_y°, освобождающей объектив от остаточной сферической аберрации,

$$\delta_y^\circ = -\frac{h_y^\circ}{n_2 - n_1} = -\frac{H^2}{(n_2 - n_1) f^2}\left[\frac{1.97}{2}\left(\frac{y}{H}\right)^2 + \frac{1.53}{4}\left(\frac{y}{H}\right)^4 + \frac{15.1}{6}\left(\frac{y}{H}\right)^6 - \frac{15.6}{8}\left(\frac{y}{H}\right)^8\right], \tag{315}$$

где n_2 и n_1 — показатели преломления двух сред, разграниченных поверхностью, на которой мы осуществляем ретушь.

Или в общем виде асферичность, освобождающая объектив от остаточной сферической аберрации, равна

$$\delta_y^\circ = \frac{A^2}{4(n_2 - n_1)}\left[-\frac{\Delta}{2}\left(\frac{y}{H}\right)^2 + \frac{a}{4}\left(\frac{y}{H}\right)^4 + \frac{b}{6}\left(\frac{y}{H}\right)^6 + \ldots\right], \tag{316}$$

где A — относительное отверстие объектива.

Выведенные формулы имеют не только теоретический, но и практический смысл, так как в величину коэффициентов включены координаты точек экспериментальной кривой Δs_y° рис. 105, т. е. уклонения аберраций от расчетных, допущенные мастером при изготовлении объектива.

Возьмем в виде примера реальный объектив:

$$D = 100 \text{ мм}, \quad A = 1:3.$$

Его аберрации, измеренные относительно некоторой плоскости фокусировки, приведены во второй строке табл. 57.

Таблица 57

y/H	0	0.7	1.0
Δs_y°, мм	+0.24	−0.15	+0.36
$\Delta s_y'$, мм	0	−0.39	+0.12

Мы имеем возможность построить кривую Δs_y° по трем точкам, т. е. определить Δ и два первых коэффициента a и b выражения (307). Вычисляем их:

$$\left.\begin{aligned} &\Delta = -0.24, \quad a = -1.675, \quad b = +1.795, \\ \text{откуда} \quad &\Delta s_y^\circ = 0.24 - 1.675\left(\frac{y}{H}\right)^2 + 1.795\left(\frac{y}{H}\right)^4. \end{aligned}\right\} \qquad (317)$$

Поэтому асферичность (316) может быть выражена следующим уравнением, если принять $n=1.5$:

$$\delta_y^\circ = \frac{1}{18}\left[0.12\left(\frac{y}{H}\right)^2 - 0.419\left(\frac{y}{H}\right)^4 + 0.299\left(\frac{y}{H}\right)^6\right] \text{ мм.} \qquad (318)$$

Находя первую производную (318), приравнивая нулю и решая уравнение, определяем, что δ_y° проходит через максимум и минимум при

$$\frac{y_1}{H} = 0.42, \quad \frac{y_2}{H} = 0.87 \qquad (319)$$

и имеет соответственные значения

$$\left.\begin{aligned} \delta_1^\circ &= +0.54 \text{ мкм}, \\ \delta_2^\circ &= -1.09 \text{ мкм}. \end{aligned}\right\} \qquad (320)$$

Но можно вести отсчет аберраций от фокуса параксиальных лучей ($\Delta=0$). Аберрации для такого случая фокусировки приведены в третьей строке табл. 57. Значения коэффициентов a и b от этого не претерпевают изменений (317), формула же (318) принимает вид

$$\delta_y = \frac{1}{18}\left[-0.419\left(\frac{y}{H}\right)^4 + 0.299\left(\frac{y}{H}\right)^6\right] \text{ мм.} \qquad (321)$$

Функция проходит через максимум для следующего y/H и имеет при этом значение

$$\frac{y}{H} = 0.965, \quad \delta = -6.74 \text{ мкм.} \qquad (322)$$

Результаты (319), (320) и (322) изобразим графически на рис. 106. Кривая OAB представляет собой сечение асферической поверхности, исправляющей остаточную аберрацию при дефокусировке $\Delta=-0.24$; кривая OC т а к и м ж е образом соответствует дефокусировке $\Delta=0$.

Штриховка выполнена на рисунке в сторону вещества линзы; таким образом можно представить себе в утрированном вертикальном масштабе форму поверхности линзы, если ось ординат или любую параллельную ей ось принять за сечение исходной сферической поверхности, на которой мы пашлифовываем требуемую асферичность.

Здесь лишний раз мы убеждаемся в преимуществах, которые дает переход от сферы сравнения, касательной к волновому фронту

при его вершине, к так называемой ближайшей сфере сравнения; при дефокусировке $\Delta=-0.24$ мы достаточно близки к ближайшей сфере сравнения, а потому кривая OAB представляет собой малую, хотя и не минимальную из возможных, асферичность для линз данного объектива $D=100$, $A=1:3$.

Увеличив несколько дефокусировку ($\Delta^\circ < -0.24$), мы привели бы кривую к форме OMN (пунктир на рис. 106). В этом случае асферичность, исправляющая остаточную сферическую аберрацию, оказалась бы наименьшей из возможных, а сфера сравнения с радиусом кривизны $f_0 - \Delta^\circ$ превратилась бы в ближайшую сферу сравнения.

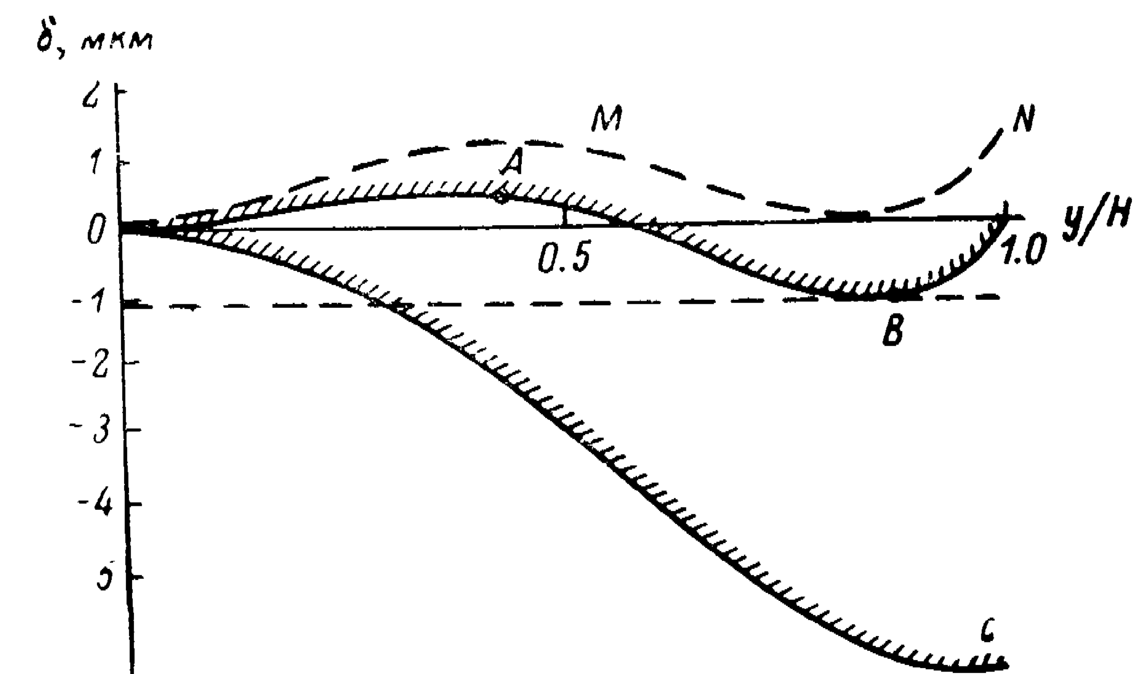


Рис. 106.

Так в объективах исправляется сферическая аберрация для среднего луча λ_0; так рассчитывается остаточная сферическая аберрация и асферичность, ее компенсирующая.

Переходим к выяснению оптимальных условий для исправления комы в объективе из тонких соприкасающихся линз.

Кому такого объектива удобно характеризовать функцией

$$\frac{\Delta f_y - \Delta s'_y}{f_0}, \qquad (323)$$

где, как мы помним, $\Delta f_y = f_y - f_0$ и где

$$f_y = \frac{y}{\sin u'_y}, \qquad (324)$$

причем u'_y — п о с л е д н и й у г о л для луча зоны y.

К сожалению, в объективе удается исправить кому лишь в первом приближении, после чего о с т а т о ч н а я к о м а может быть выражена семейством кривых (323), изображенных схематически на рис. 107.

Кривая I характеризует исправление комы 3-го порядка, при этом кома высших порядков приводит к отрицательной (внутрен-

ней) коме для внешних зон объектива, наиболее эффективных для данной аберрации. Кривая IV характеризует объектив с положительной (внешней) комой.

Оптимальному исправлению комы соответствует некоторая кривая в интервале между кривыми I и IV и, по-видимому, достаточно

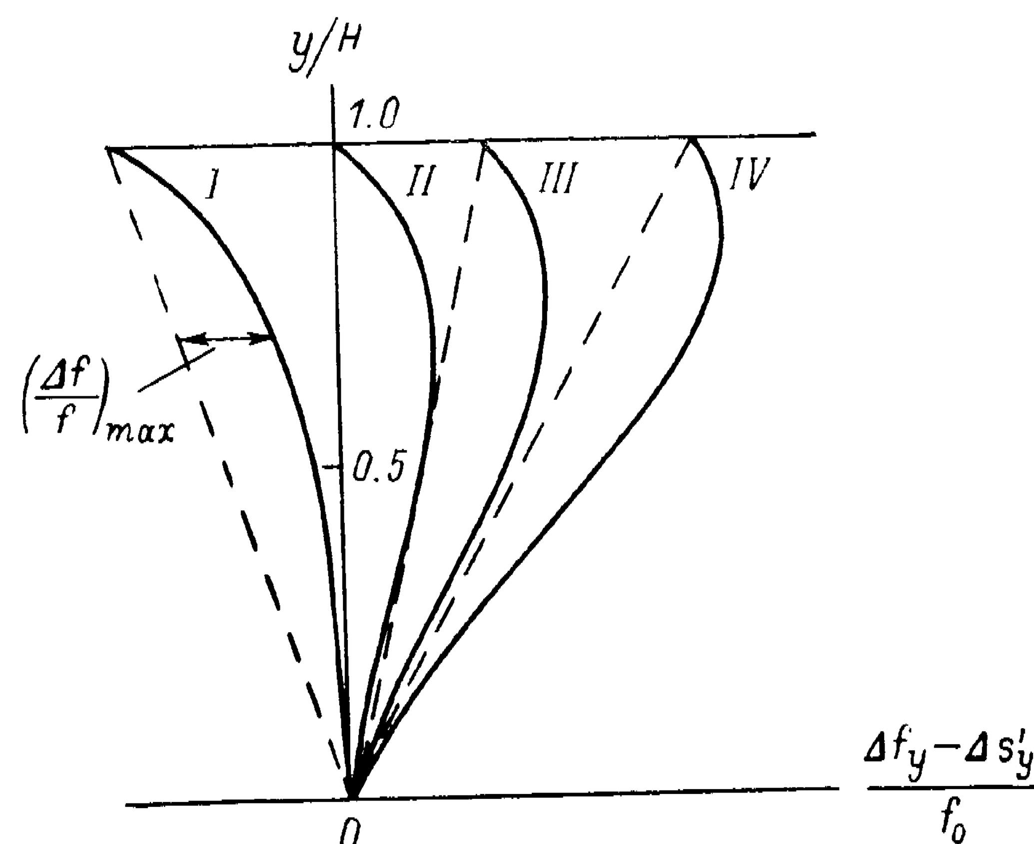


Рис. 107.

близкая к кривым II и III, у которых для внутренних зон кома положительна, для некоторой достаточно высокой зоны кома равна нулю и только на самых внешних зонах кома отрицательна. Кривую III я интуитивно предпочитаю кривой II, хотя и не производил более строгих исследований в этом направлении.

Кривые рис. 107, имея различные наклоны, обладают приблизительно одинаковыми стрелками, которые мы обозначим символом $(\Delta f/f)_{\max}$. Этой величиной удобно охарактеризовать остаточную кому объектива данного типа и данного относительного отверстия.

В отношении астигматизма, кривизны поля и дисторсии объектива из тонких соприкасающихся линз приходится повторить сказанное в § 16 и перейти к рассмотрению вопроса об остаточном хроматизме.

Прежде всего, для объектива из тонких соприкасающихся линз хроматизм увеличения равен нулю, хотя, например, $f_D \neq f_g$. Поясним это на рис. 108. Здесь бесконечно тонкий объектив O изображает предмет AB, на рисунке не показанный, в виде желтого изображения $A_D B_D$ при фокусном расстоянии f_D и в виде синего изображения $A_g B_g$ при фокусном расстоянии f_g. В каком соотношении находятся два фокусных расстояния, в таком соотношении оказываются и размеры цветных изображений, а потому при любой фокусировке экрана $Э$ оси наклонных цветных пучков оставят

след на экране в одной и той же точке M, являющейся центром хроматических кружков изображения точки A.

Совсем не то будет, если объектив составлен хотя бы и из тонких линз, но со значительным воздушным промежутком Δ (двухкомпонентные системы, например) или если толщина линз объектива значительная, хотя бы линзы и соприкасались.

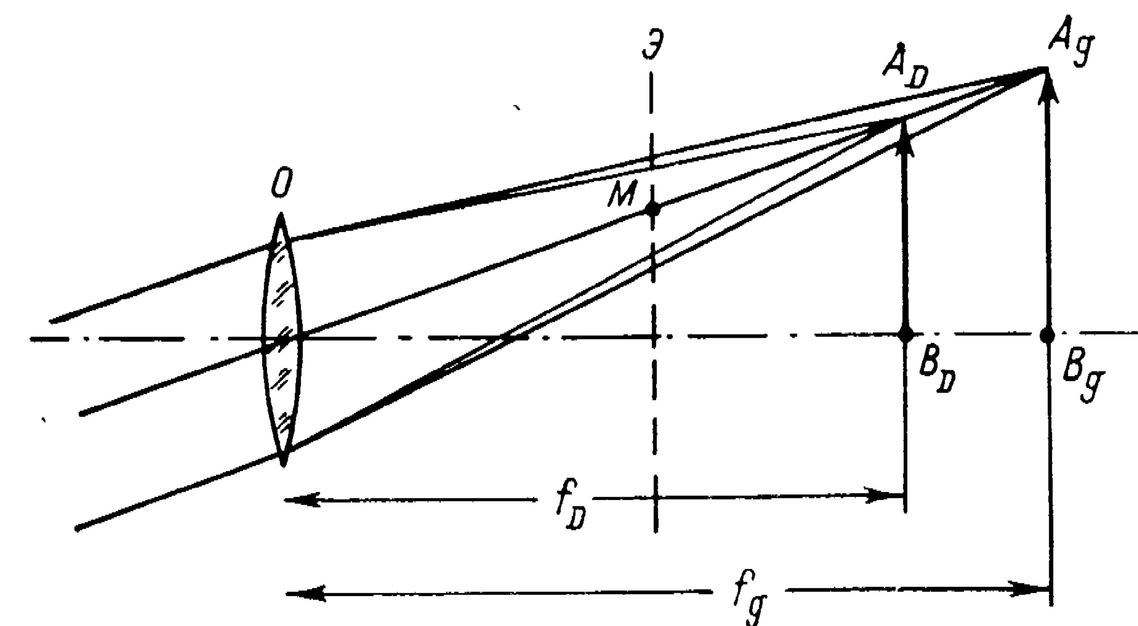


Рис. 108.

В этом случае может оказаться, что хотя последние отрезки, например в случаях C и F, равны друг другу:

$$\Delta s_C = \Delta s_F,$$

как это и должно быть в объективе с визуальной коррекцией, но фокусные расстояния в тех же лучах не равны друг другу:

$$f_C \neq f_F.$$

Теперь в одной и той же фокальной плоскости построены два изображения в разных масштабах.

За меру хроматизма увеличения визуального объектива примем в этом случае величину

$$\frac{f_C - f_F}{f} = \frac{\Delta f_{CF}}{f} \qquad (325)$$

и будем чаще всего выражать ее в процентах фокусного расстояния, т. е. выражение (325) будем умножать еще на 100.

Хроматизм увеличения особенно вреден в объективах астрографов, предназначенных для целей точной астрометрии.

Действительно, при неустраненном хроматизме увеличения изображение звезды на краю поля зрения представляется в виде радиального спектрика. Если бы все звезды посылали излучения одинакового спектрального состава, то с учетом кривой излучения, кривой пропускания и кривой спектральной чувствительности пластинки эти спектрики изображались бы в виде вытянутого ядрышка с деградированными радиальными хвостами, а положе-

ние звезды на небе отождествлялось бы с положением «центра тяжести» ядрышка на пластинке; наводка нитей компаратора на центры ядрышек была бы достаточно однообразной и без заметной систематической ошибки, во всяком случае для звезд, близких к предельным.

Но в действительности мы имеем чрезвычайное разнообразие спектрального состава звездных излучений, обусловленное таким же разнообразием температур звездных поверхностей.

Если, упрощая задачу, пренебречь различием химического состава звезд и рассматривать их излучение как излучение «черного тела» температуры T, то в силу закона смещения Вина спектральные кривые излучения звезд низкой температуры (красные звезды) и высокой температуры (голубые звезды) будут иметь противоположный ход в спектральном интервале, интересующем звездную фотографию.

Умножая эти кривые на коэффициенты спектрального пропускания земной атмосферы и оптики объектива астрографа и на коэффициенты спектральной чувствительности фотопластинки, мы получим существенно различные кривые для фотографического эффекта красных и голубых звезд с значительно смещенными один относительно другого максимумами.

В результате объектив с неустраненным хроматизмом увеличения будет изображать картину центров ядрышек для красных и голубых звезд в существенно различных масштабах, причем астроном бессилен ввести поправку на неравенство масштабов, так как ему неизвестны ни температура, ни спектральный класс миллионов фотографируемых звезд.

Вредность хроматизма увеличения усугубляется, когда фотографирование производится на сенсибилизированных пластинках, чувствительных к более широкой спектральной области.

Если объектив близок к системе бесконечно тонких соприкасающихся линз, то, как мы видели, ожидать в нем заметного хроматизма увеличения не приходится. Совсем не так обстоит дело в некоторых объективах, получивших тем не менее широкое распространение и признание в астрономии.

Рассмотрим в виде примера общеизвестный объектив типа Кларка, составленный из двух значительно раздвинутых линз К (крон) и Ф (флинт) (рис. 109). Значительный воздушный промежуток в объективе кларковского типа введен с единственной целью: дать возможность астроному, не извлекая линз объектива из оправы, протирать их внутренние поверхности в случае их запыления или запотевания.

Почти все крупные объективы — Иеркский, Ликский, старый Пулковский, изготовляемый новый Пулковский и др. — имеют кларковскую конструкцию, получившую всеобщее признание и примененную затем для целей астрофотографии без учета ее наиболее уязвимого места — значительного хроматизма увеличения, связанного с конструкцией.

Действительно (рис. 109), по выходе из кроновой линзы пучки разных цветов направляются в различные фокусы, а потому, пройдя значительный воздушный промежуток Δ, фиолетовый луч h падает на флинтовую линзу заметно ниже голубого луча F. Но если объективу придана фотографическая коррекция, то лучи F и h должны в конце концов совместиться в общем фокусе F_{Fh}. Устранив таким образом хроматизм положения для лучей F и h, мы получим заметное различие в фокусных расстояниях f_F и f_h, из которых первое короче второго, если объектив имеет конструкцию «крон впереди», и наоборот при конструкции «флинт впереди».

Мы рассмотрели сейчас хроматизм увеличения объектива с чисто фотографической коррекцией; совершенно те же рассуждения, только отнесенные к другим спектральным областям, будут иметь место для объективов с любым другим видом коррекции.

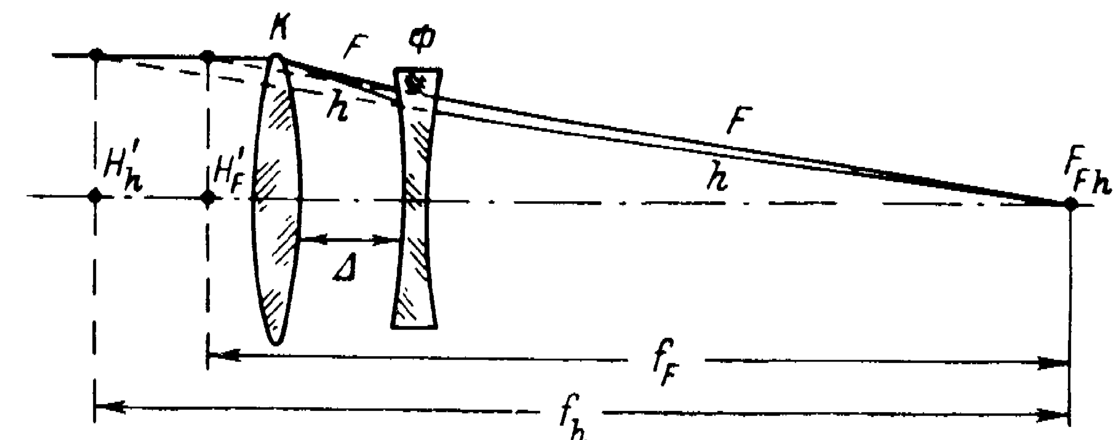


Рис. 109.

Применив астрограф с объективом кларковского типа для такой, например, задачи, как фотографическое определение звездных параллаксов, мы обнаружим самые разнообразные «смещения» исследуемой звезды — в зависимости от ее положения относительно центра пластинки и в зависимости от спектрального класса этой звезды и звезд сравнения, но только не параллактическое смещение, если последнее мало, а хроматизм увеличения объектива велик.

Для устранения хроматизма увеличения в объективе с раздвинутыми линзами их должно быть по меньшей мере три, если толщины линз пренебрегаемо малы.

Рис. 110 схематически поясняет сказанное. Первая кроновая линза $К_1$ ведет себя совершенно так же, как линза К рис. 109.

Флинтовая линза Ф, более сильная, чем в случае рис. 109, исправляет хроматизм обеих кроновых линз $К_1$ и $К_2$; поэтому при надлежащем расчете она может соединить оба разошедшихся луча F и h на второй кроновой линзе $К_2$. Но если объектив ахроматизован для лучей F и h, то оба эти луча после линзы $К_2$ пойдут по одному направлению и хроматизм увеличения окажется устраненным.

Схема рис. 110 соответствует схеме так называемого *триплета*, откуда мы делаем заключение, что триплет принципиально может быть освобожден от хроматизма увеличения. Впрочем, это еще не значит, что реальные триплеты фактически свободны от хроматизма увеличения, так как такая конструкция преследует целый ряд других задач, с которыми не так-то легко справиться: здесь имеется в виду исправление астигматизма и кривизны поля и повышение светосилы при достаточно высоком качестве изображения. К триплету мы еще возвратимся.

В сложных объективах, если и удается исправить хроматизм увеличения, то лишь в первом приближении, после чего у объектива остается *остаточный хроматизм увеличения*. Это значит,

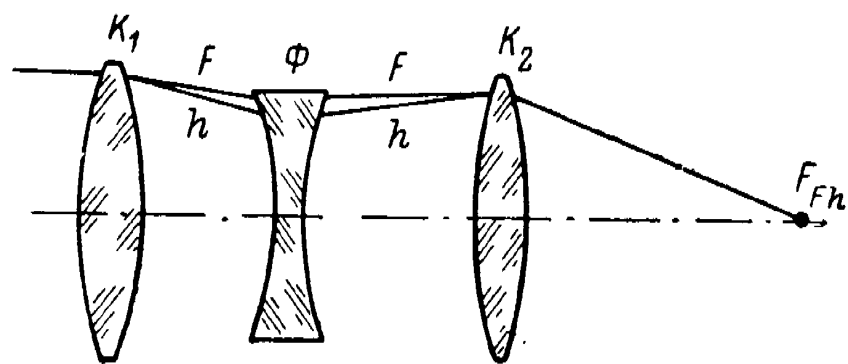


Рис. 110.

что для некоторой зоны y_0 хроматизм увеличения отсутствует, для зон более высоких он одного знака, а для внутренних зон — другого знака.

Переходим к вопросу о сферохроматической аберрации и вторичном спектре объектива.

Из заданных двух сортов стекла можно рассчитать двухлинзовый ахромат так, что параксиальный фокус в лучах λ_0 окажется самым коротким (вершина хроматической кривой), а фокусы в лучах C и F расположатся дальше F_{λ_0} на величину Δf_{CF} (или $\Delta s'_{CF}$, если линзы не бесконечно тонкие), которую мы назвали продольным вторичным спектром в лучах C и F для объектива с визуальной коррекцией.

Этому случаю соответствует рис. 111, *а*, где отрезок $Om = \Delta s'_{CF}$. Но если для луча λ_0 нам удалось исправить сферическую аберрацию (если не расчетом, то ретушью во всяком случае), то в лучах C объектив окажется сферически недоисправленным, а в лучах F — сферически переисправленным. Кривые C и F прогрессивно расходятся с ростом зоны объектива y/H. Для внешних, наиболее эффективных зон объектив окажется явно переисправленным в хроматическом отношении по причине различия сферической аберрации для лучей различных цветов, т. е. по причине так называемой **сферохроматической аберрации**.

Поэтому выгоднее ахроматизовать объектив в лучах C и F не для параксиальной области, а для некоторой достаточно высокой зоны y_0, как это изображено на рис. 111, *б*. Продольный вторичный спектр Om, как видим, практически не претерпел изменения при таком перерасчете объектива.

Кривым $\Delta s'_\lambda$ рис. 111 соответствуют кривые угловых аберраций η_λ рис. 112. Наклонные пунктирные прямые OM характеризуют собою угловой вторичный спектр объективов, одинаковый

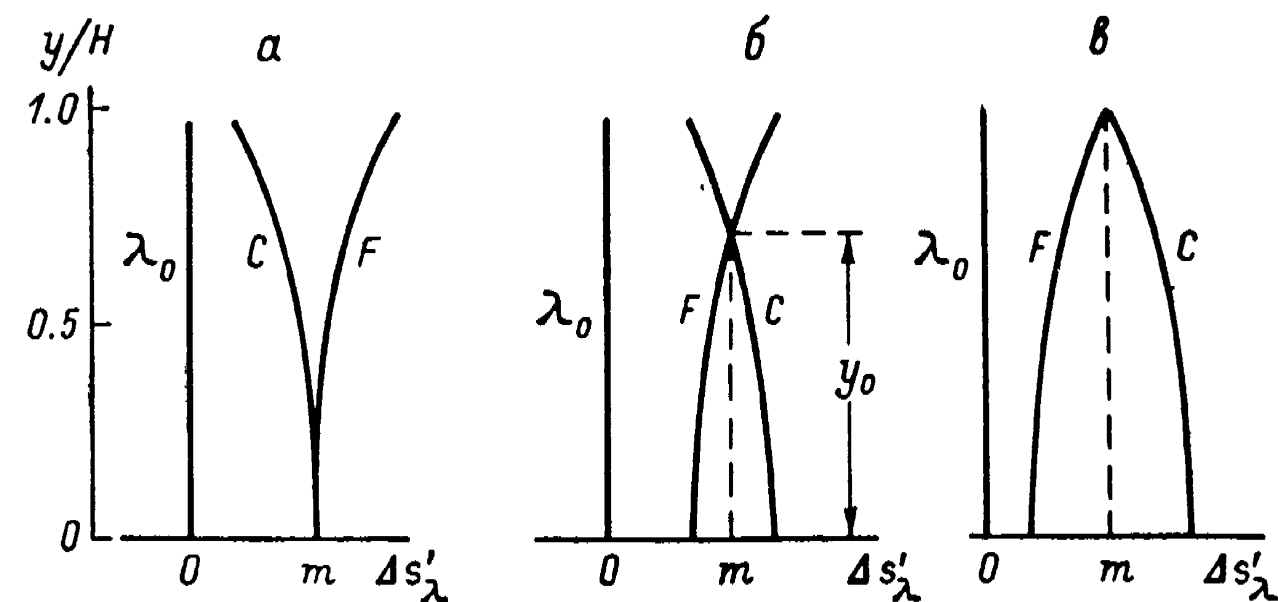


Рис. 111.

в обоих объективах. Изгиб кривых C и F обусловлен сферохроматической аберрацией.

Объясним, почему второй вид хроматической коррекции (ахроматизация для высокой зоны y_0) выгоднее первого (ахроматизация

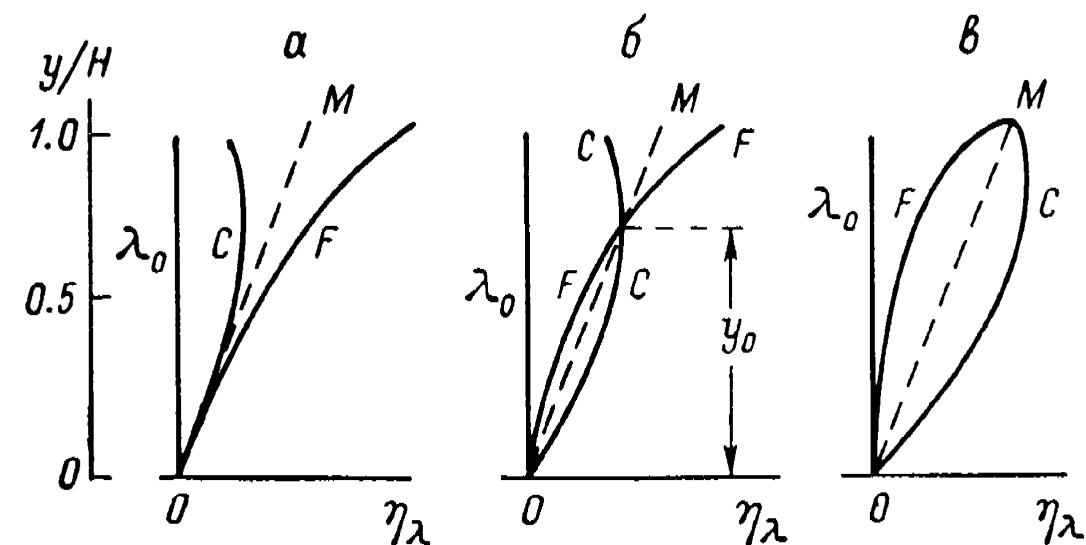


Рис. 112.

для параксиальной области), для чего от угловых аберраций η_λ рис. 112 перейдем к волновым аберрациям h_λ рис. 113, помня, что

$$h_y = -\int_0^y \eta_y \, dy.$$

На рис. 111, *а*, как видим, волновые аберрации в лучах F значительно превосходят волновые аберрации в лучах C. На рис. 111, *б* волновые аберрации в лучах C и F достигают на

внешней зоне одинакового значения $-h''_{max}$, причем численно $h''_{max} < h'_{max}$.

Так следует ахроматизовать объектив для достаточно высокой зоны y_0, преследуя цель получения наименьших из возможных волновых аберраций в лучах C и F, т. е. наиболее совершенных дифракционных изображений не только в лучах λ_0, но и в лучах C и F.

Но в ахроматическом объективе, как мы помним, остаточный хроматизм настолько велик, а допускаемые нами волновые аберрации в лучах C и F настолько превышают допуск Рэлея, что в большинстве случаев приходится говорить не о дифракционных изображениях в этих лучах, а о хроматических кружках рассеяния.

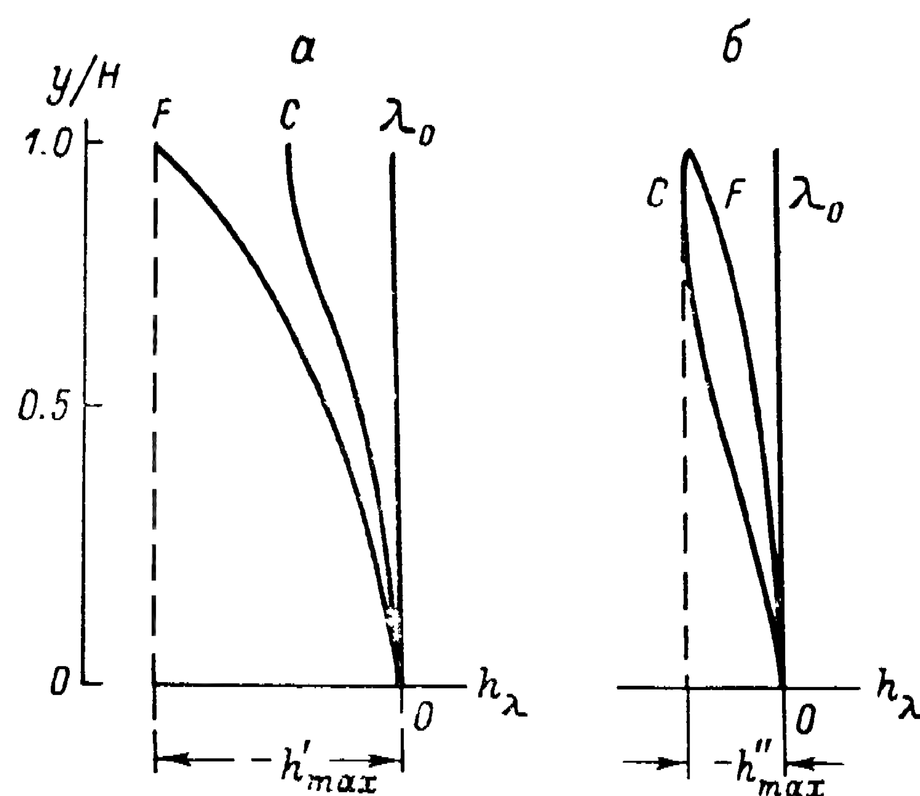


Рис. 113.

Чтобы хроматические ореолы были возможно меньшими в лучах C и F, следует выполнить условие не минимума волновых аберраций, а минимума угловых аберраций, что и представлено на рис. 112, *в* и 111, *в*.

Если учесть еще, что видимость лучей F приблизительно в 3 раза больше видимости лучей C (для солнечного излучения, достигающего Земли), то окажется, что зону y_0 можно отождествить с внешней зоной ($y_0 = H$).

Мы рассмотрели слитно две аберрации: вторичный спектр и сферохроматическую аберрацию, — но можно рассматривать их и отдельно. Так, для продольного вторичного спектра можно пользоваться формулой (260), а затем от него переходить по известным уже формулам к поперечному, угловому и волновому вторичным спектрам.

Сферохроматическую аберрацию удобно рассматривать как разность кривых η_C и η_F рис. 112 и обозначить ее символом

$$\Delta\eta_{CF} = \eta_C - \eta_F. \tag{326}$$

В двухлинзовом ахромате при различных видах ахроматизации мы будем получать следующее семейство кривых $\Delta\eta_{CF}$, изображенное схематически на рис. 114.

Кривые *I*, *II* и *III* соответствуют рис. 112, *а—в*. У всех четырех кривых приблизительно одинаковые стрелки $(\Delta\eta_{CF})_{max}$, поэтому сферохроматическую аберрацию объектива удобно характеризовать величиной $(\Delta\eta_{CF})_{max}$, достаточно постоянной для данной конструкции, вида коррекции и светосилы объектива.

В § 15 были приведены эмпирические формулы (253) для расчета конструктивных элементов двухлинзового визуального ахромата-апланата, составленного из стекол К8 и Ф2. В таком объективе

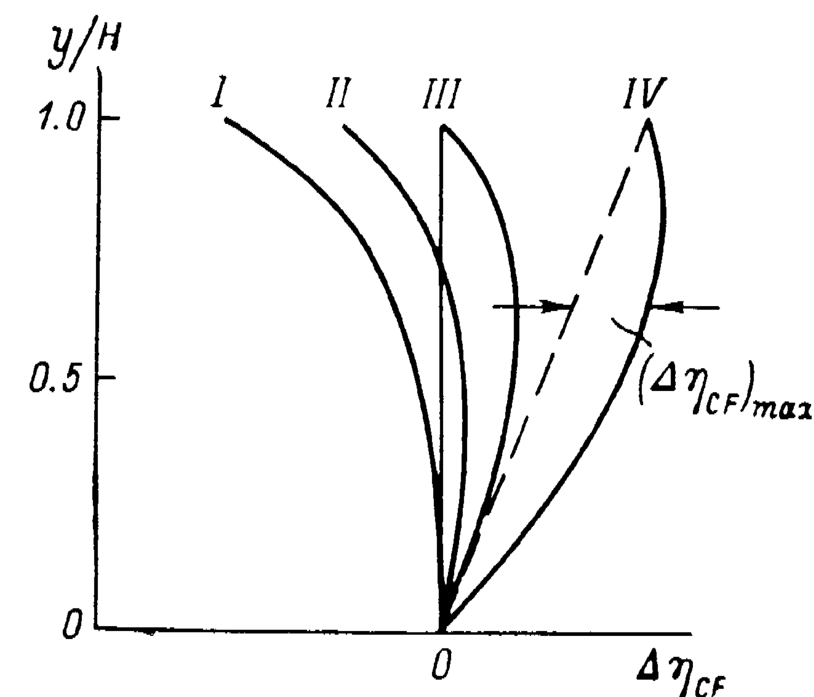


Рис. 114.

я пытался добиться наилучшего хода кривых остаточных аберраций, а именно:

1) уложить остаточную сферическую аберрацию для луча λ_0 в форму сплошных кривых рис. 103;

2) уложить остаточную кому в форму кривой *III* рис. 107;

3) уложить сферохроматическую аберрацию в форму, близкую к кривой *III* рис. 114, с небольшим уклонением к кривой *II* того же рисунка.

Для удовлетворения всем этим условиям совместно с условием заданного диаметра при заданном относительном отверстии и рациональной толщине линз объектива все свободные параметры оказались исчерпанными, а потому формулы (253) однозначно определяют решение, хотя бы и с некоторыми погрешностями, связанными с простотой построения формул и с значительностью интервала относительных отверстий.

Таким же образом, как были составлены формулы для расчета конструктивных элементов объектива, удалось составить и эмпирические формулы для расчета его остаточных аберраций. Приводим формулы, справедливые для визуального ахромата-апланата, удовлетворяющего условию (253).

1) Остаточная сферическая аберрация для лучей λ_0 характеризуется максимумом волновых аберраций и оказывается равной

$$h_{\max} = -1.84 D A^{5.3} \text{ мкм}. \qquad (327)$$

Она пропорциональна диаметру D объектива и степени 5.3 его относительного отверстия. Интересно, что при другой конструкции объективов (например, в склеенных объективах) показатель степени A имеет другое значение.

2) Остаточная кома для лучей λ_0 характеризуется величиной стрелки кривых рис. 107 и равна

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{\max} = 6.05\, A^{4.6}\, \%. \qquad (328)$$

3) Хроматизм увеличения в объективе различен для различных зон, поэтому мы его относим к строго определенной зоне $y = H\sqrt{2}/2$. На этой зоне объектива хроматизм увеличения выражается величиной

$$\frac{f_C - f_F}{f} = 1.41\, A^{1.8}\, \%. \qquad (329)$$

4) Угловой вторичный спектр в лучах C и F относительно лучей λ_0 равен

$$\zeta_{CF} = 51\, A \text{ сек. дуги}. \qquad (330)$$

5) Сферохроматическая аберрация, охарактеризованная стрелкой кривых рис. 114, равна

$$(\Delta\eta_{CF})_{\max} = 2170\, A^{3.3} \text{ сек. дуги}. \qquad (331)$$

В табл. 58 представлено решение уравнений (327), (328), (329), (330) и (331) для объективов различного относительного отверстия A. $h_{\max}$ и $\delta_{\max}$ вычислены для $D = 100$ мм.

Таблица 58

	A							
	1 : 1	1 : 1.4	1 : 2	1 : 2.5	1 : 3.5	1 : 5	1 : 7	1 : 10
$h_{\max}$, мкм	−184	−30.9	−4.67	−1.43	−0.24	−0.036	−0.0061	−0.00092
$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{\max}$, %	6.05	1.29	0.255	0.090	0.019	0.0037	0.0008	0.00015
$\frac{(f_C - f_F)}{f}$, %	1.41	0.77	0.41	0.27	0.15	0.078	0.042	0.022
ζ_{CF}	51″	36″4	25″5	20″4	14″6	10″2	7″3	5″1
$(\Delta\eta_{CF})_{\max}$	2170″	715″	220″	106″	35″	11″	3″3	1″1
$\delta_{\max}$, мкм	356	60	9.0	2.8	0.46	0.07	0.012	0.0018

В последней строке приведена максимальная асферичность, требуемая для исправления остаточной сферической аберрации, при условии, что асферичность наносится на одной из поверхностей кроновой линзы. Величины $h_{\max}$ и $\delta_{\max}$ вычислены в предположении, что диаметр объектива $D = 100$ мм.

Остаточная сферическая аберрация $h_{\max}$ ставит предел диаметру $D_{\max}$ или относительному отверстию $A_{\max}$ первоклассного визуального объектива.

Приравняв $h_{\max}$ выражения (327) четверти длины волны λ_0, находим условие, при котором объектив оказывается на пределе

Таблица 59

A	1 : 1	1 : 1.4	1 : 2	1 : 2.5	1 : 3.5	1 : 5	1 : 7	1 : 10
$D_{\max}$, мм	0.075	0.45	3.0	9.6	57	380	2260	15000

первоклассных визуальных систем. При этом предельный диаметр $D_{\max}$ имеет значение

$$D_{\max} = 0.075 V^{5.3}. \qquad (332)$$

Таким образом, малый объектив, типа микрообъектива, может быть осуществлен первоклассным в отношении остаточной сферической аберрации при $A \approx 1 : 2$, двухдюймовый астрономический объектив может таким же образом иметь относительное отверстие до 1 : 3.5; при относительном же отверстии 1 : 7 можно было бы осуществить объектив с диаметром более 2 м, и при сферических поверхностях линз он был бы первоклассным в отношении сферической аберрации, т. е. для монохроматических лучей λ_0.

Во всех случаях ретушь линз объектива освобождает его вполне от остаточной сферической аберрации и обращает предельный диаметр в бесконечность ($D_{\max} = \infty$) при любых относительных отверстиях объектива. Для этого только необходимо осуществить надлежащую асферичность, например на одной из поверхностей кроновой линзы, причем

$$\delta_{\max} - 3.56 D A^{5.3} \text{ мкм}. \qquad (333)$$

В одних случаях D и A такая ретушь окажется простой и точной, в других — весьма трудной и едва обеспечивающей надлежащую точность формы асферической поверхности, в третьих — невыполнимой вовсе с оптическими точностями.

Но объективы используют не монохроматический, а сложный свет, поэтому предел диаметру и светосиле в них ставит, и притом значительно раньше, не остаточная сферическая аберрация, а остаточный хроматизм, т. е. сферохроматическая аберрация и вторичный спектр.

Сферохроматическая аберрация часто приводит к значительным волновым аберрациям в лучах C и F; но если эти аберрации

равны $\lambda_0/4$, то объектив может быть назван первоклассным для спектрального интервала от C до F; за пределами этого интервала объектив, конечно, перестанет быть первоклассным, но и чувствительность глаза к таким излучениям ничтожно мала.

Обозначим через D'_{max} предельный диаметр объектива, при котором сферохроматическая аберрация в лучах C и F ставит его на предел первоклассных визуальных систем. Оказывается, что

$$D'_{max} = 0.42V^{3.3}. \qquad (334)$$

Независимо от сферохроматической аберрации вторичный спектр объектива также ставит предел его диаметру D''_{max}, и оказывается, что

$$D''_{max} = 2.24V. \qquad (335)$$

В табл. 60 раздельно даны D'_{max} и D''_{max}, т. е. предельные диаметры первоклассных визуальных объективов, обусловленные в одном случае только сферохроматической аберрацией, а в другом — только вторичным спектром.

Таблица 60

A	1:1	1:1.4	1:3	1:2.5	1:3.5	1:5	1:7	1:10
D'_{max}, мм	0.42	1.3	4.1	8.6	26	85	260	840
D''_{max}, мм	2.24	3.14	4.48	5.60	7.85	11.2	15.7	22.4

Мы видим, что пока относительное отверстие объектива больше $\sim 1:2$, сферохроматическая аберрация, а не вторичный спектр ограничивает диаметр объектива. Но при этом диаметры столь малы, что эта область светосил имеет практический интерес лишь для микрооптики и для сильных окуляров.

При относительных отверстиях, меньших $\sim 1:2$, сферохроматическая аберрация оказывается менее вредной, чем вторичный спектр. Поэтому в астрономических объективах в общем итоге не сферическая и даже не сферохроматическая аберрации ограничивают силу и качество рефрактора, но самая вредная и притом неустранимая до сих пор, как мы видели, аберрация — *вторичный спектр*.

Со сферохроматической аберрацией, как было упомянуто, до известной степени еще можно бороться путем существенного измерения конструкции двухлинзового объектива (асферический объектив с исправленной сферохроматической аберрацией, рис. 93). Но с вторичным спектром оптик бессилен бороться, пока на помощь ему не придет стекловар-изобретатель с новыми сортами оптического стекла. Действительно, обычные стекла не позволяют повлиять на величину вторичного спектра; стекла же необычные хотя и приводят к снижению вторичного спектра, но за это приходится расплачиваться дорогой ценой больших кривизн линз объектива, его чрезвычайной чувствительностью к малейшей децентрировке линз, непомерным ростом сферохроматической

аберрации, которая во много раз превосходит соответственные числа табл. 58 и становится не менее вредной, чем вторичный спектр, даже при весьма умеренных относительных отверстиях объектива. Наконец, необычные стекла пока не получаются в виде крупных оптически однородных кусков, а потому и с этой стороны дорога для крупных объективов с уменьшенным вторичным спектром пока закрыта.

Переходя от визуального объектива к фотографическому, мы склонны ожидать в нем меньшие хроматические помехи. Хотя интересная для астрофотографии спектральная область не уступает по своему протяжению видимой области спектра, но она относится к более коротким длинам волн, для которых у стекол больше дисперсия, а потому в действительности в фотографических объективах a priori можно ожидать даже бóльших хроматических помех, чем в объективах визуальных.

Но здесь нам на помощь приходит низкая разрешающая способность фотослоев, как правило, не использующая теоретической разрешающей силы объектива. И чем выше относительное отверстие объектива астрографа, тем хуже используется его теоретическая разрешающая сила.

Наш оптимизм основан, таким образом, на неудовлетворительных качествах современных фотослоев и должен уступить место пессимизму, как только будут открыты новые, более совершенные фотослои. Тогда хроматические помехи линзовых объективов не позволят использовать высокую разрешающую силу новых высокочувствительных фотослоев, и мы от линзовой фотооптики во многих случаях должны будем отказаться.

Но линзовые фотообъективы по сей день имеют широкое применение и, в частности, в астрономии, а потому опишем некоторые характерные типы таких астрофотообъективов.

Двухлинзовый фотографический апланат был достаточно подробно описан. К его несомненным преимуществам относятся:

1) простота и дешевизна конструкции, а потому достижимость больших диаметров отверстий;

2) надежность однажды выполненной центрировки;

3) малые толщины линз и малое их число, а потому малые потери света на поглощение и отражение;

4) практически полное исправление дисторсии;

5) в случае зональных или местных ошибок на поверхностях линз или в случае неоднородных участков стекла в линзах их искажающее действие на изображения звезд однообразно для всего фотографируемого поля.

Не случайно нормальные астрографы вооружены объективами такой, а не иной конструкции. Но в двухлинзовом ахромате, как мы видели, полезное поле оказывается крайне ограниченным из-за астигматизма и кривизны поля. Для исправления астигматизма и кривизны поля приходится переходить на более сложные конструкции многолинзовых объективов и мириться с их недо-

статками, состоящими в отсутствии перечисленных выше преимуществ двухлинзового апланата.

Более ста лет тому назад Петцваль рассчитал свой знаменитый и в некоторых отношениях непревзойденный объектив, не утративший своего значения и в наши дни. Схема *объектива*

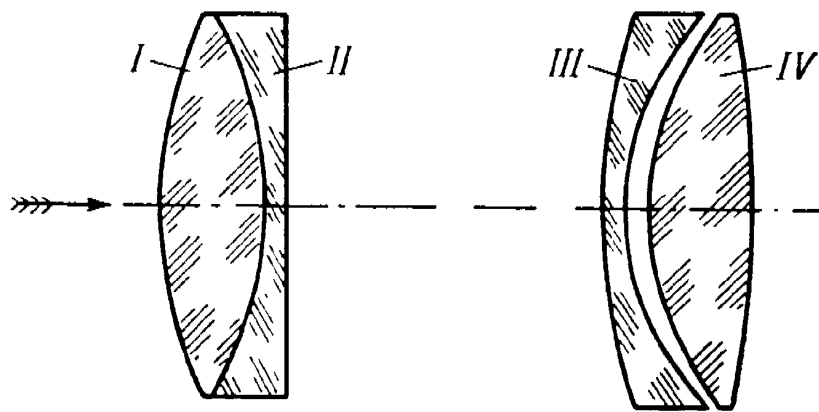


Рис. 115.

Петцваля изображена на рис. 115; в объективах малого и среднего размера первые две линзы могут быть склеены бальзамом. Объектив близок к тому, что мы назвали дублетом двухкомпонентных систем, а потому в нем можно ожидать некоторого уменьшения вторичного спектра.

В табл. 61 приведены конструктивные элементы одного из рассчитанных в ГОИ объективов Петцваля высокой светосилы.

Таблица 61

$f=100$; $A\approx 1:2$; $S'_D=50.71$; $2w=23°$

	Радиус кривизны	Толщина	Вещество	Диаметр свободного отверстия, мм
I	$R_1=+62.45$			
	$R_2=-47.97$	$d_1=14.23$	Стекло С20	48.6
		$d_2=0$	Бальзам	
II	$R_3=-47.97$			
	$R_4=\infty$	$d_3=2.37$	Стекло С16	48.6
		$d_4=43.87$	Воздух	
III	$R_5=+88.51$			
	$R_6=+35.31$	$d_5=2.96$	Стекло С16	52.2
		$d_6=3.32$	Воздух	
IV	$R_7=+40.44$			
	$R_8=-181.30$	$d_7=14.32$	Стекло С20	52.2

На рис. 116 изображены: во-первых, кривые продольных аберраций объектива для лучей C, D и F, которые дают наглядное представление об остаточной сферической аберрации, а вместе с тем и о сферохроматической аберрации и о вторичном спектре; во-вторых, кривые фокальных поверхностей для лучей меридионального (m) и сагиттального (s) сечений, характеризующие собою астигматизм и кривизну поля объектива; и, в-третьих, кривая $(\Delta l'_V/l')\cdot 100\%$, характеризующая дисторсию объектива, выраженную в процентах. Для первых кривых по оси ординат отложены зоны y объектива; для вторых и третьей кривых по оси ординат отложен угол поля зрения w.

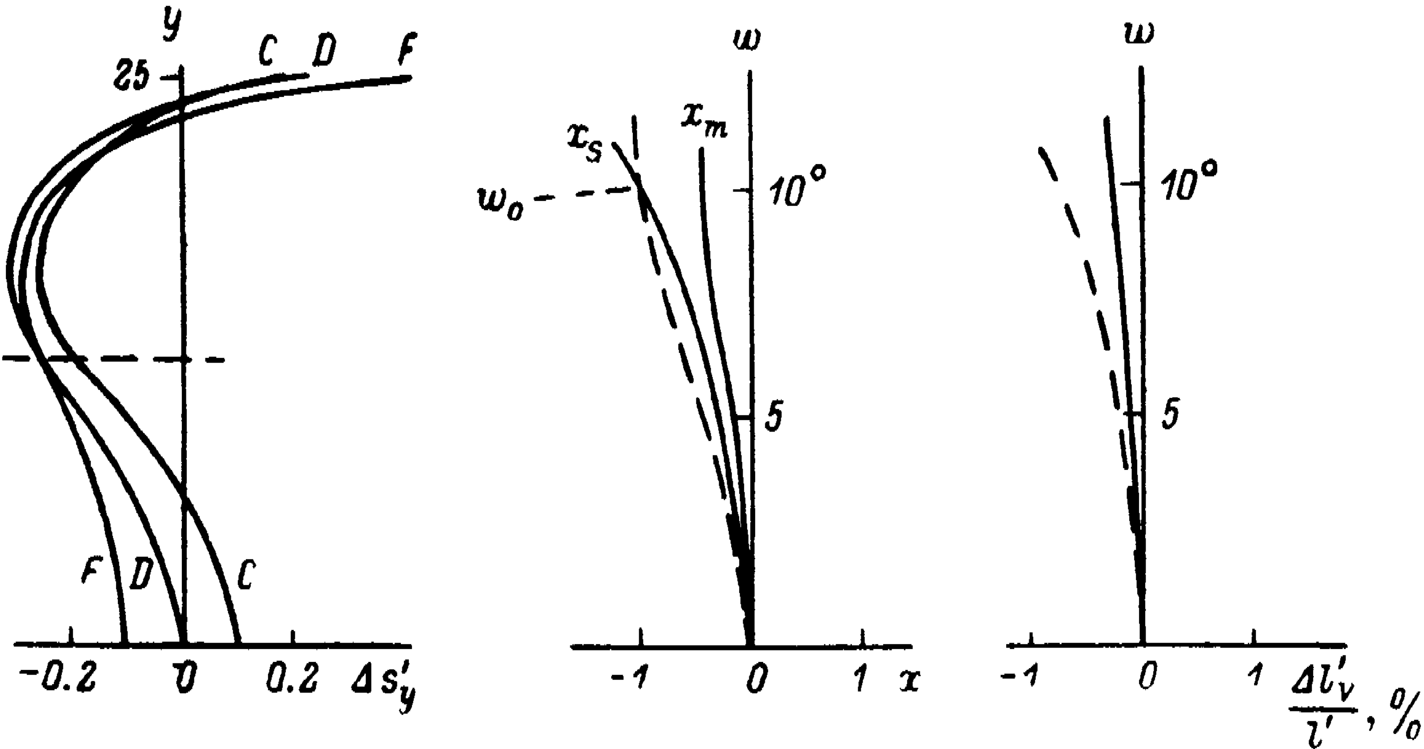


Рис. 116.

Как видим, объектив имеет визуальную коррекцию, а потому в действительности он предназначен не для фотографирования, а для проекции изображений на экран (проекционный объектив).

Если сравнивать данный объектив с эквивалентным двухлинзовым ахроматом, то окажется, что в нем:

1) вторичный спектр несколько уменьшен;
2) сферохроматическая аберрация уменьшена во много раз;
3) остаточная сферическая аберрация несколько уменьшена;
4) остаточная кома несколько преувеличена;
5) хроматизм увеличения, к сожалению, в объективе не вычислен, а потому и не произведено соответственное сравнение;
6) кривизна поля и астигматизм в объективе Петцваля заметно уменьшены, хотя все еще достаточно велики; эти аберрации в конечном счете и ограничивают полезное поле зрения объектива Петцваля;
7) дисторсия объектива невелика и достигает —0.3% для границы поля зрения; в двухлинзовом ахромате вопреки ожиданиям дисторсия может также оказаться отличной от нуля при столь

высокой светосиле объектива и столь больших толщинах его линз.

Имеется возможность несколько изменить конструктивные элементы объектива Петцваля так, чтобы исправить в нем астигматизм. Исправление астигматизма означает, что для некоторой кольцевой зоны поля зрения с углом w_0 астигматизм отсутствует, тогда как на внешних и внутренних зонах поля астигматизм имеет разные знаки и меньшую, нежели прежде, абсолютную величину. На рис. 116 пунктирной кривой показано такое положение кривой x_m, при котором астигматизм системы можно считать исправленным (для угла поля w_0) и говорить лишь об остаточном астигматизме. Замечательно, что кривая x_s практически не претерпела изменения при перерасчете объектива. Но в объективе Петцваля такое исправление астигматизма оплачивается довольно дорогой ценой: дисторсия объектива в несколько раз возрастает, как показано пунктирной кривой на третьем графике рис. 116, а кривизна поля несколько увеличивается.

Вопрос о предельном диаметре или предельной светосиле решается в зависимости от технических условий на качество изображения. При этом — общее для объективов правило — с ростом диаметра объектива данной конструкции предельная светосила должна неизбежно снижаться.

Поэтому описанный объектив Петцваля может обладать указанным выше полем $2w=23°$ лишь при малом диаметре отверстия или при заниженных требованиях к качеству изображения.

Если бы мы перешли от малого объектива к крупному, то прежде всего следовало бы уменьшить угол поля зрения и остановиться на такой высоте среднего графика рис. 116, на которой астигматизм и кривизна поля не вызывают размытия изображений более допустимого. При этом может оказаться, что кривые астигматизма или дисторсии имеют не наивыгоднейшую форму, а потому желателен дополнительный перерасчет, несколько видоизменяющий конструктивные элементы и улучшающий форму кривых дисторсии или астигматизма.

Таким же образом потребовался бы перерасчет конструктивных элементов, если бы мы захотели уменьшить относительное отверстие объектива. Действительно, кривые $\Delta s'_y$ первого графика рис. 116 близки к оптимуму лишь для заданного относительного отверстия; если же мы, например, уменьшим его вдвое (горизонтальный пунктир), то объектив окажется сферически и хроматически недокорректированным. Такой объектив дает изображения не только не худшие, но даже лучшие, чем первоначальный объектив; однако он будет еще очень далек от оптимума, соответствующего новой пониженной светосиле, а потому его следует перерассчитать.

Наконец, если этот объектив предполагается применить для целей астрофотографии, то необходим новый перерасчет, преобразующий визуальную коррекцию в фотографическую.

Желание одновременно уменьшить и астигматизм, и кривизну поля, т. е. повысить угол w полезного поля зрения, привело к открытию Тэйлором в 1894 г. нового типа объектива, составленного из трех одиночных линз, разделенных значительными воздушными промежутками, и получившего название *триплета* (рис. 117).

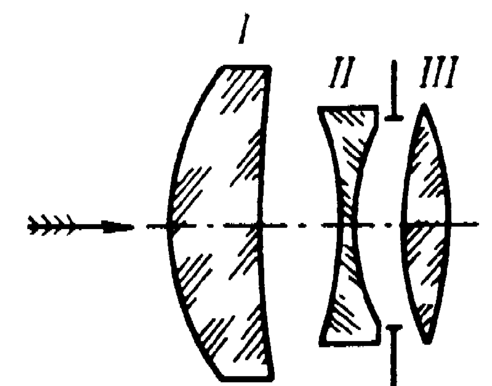


Рис. 117.

Впервые в триплетах удалось не только исправить сферическую абберацию и кому, но и астигматизм и кривизну поля. Объективы, удовлетворяющие условию исправления последних двух аберраций, носят название *анастигматов*, причем исправление в них сферической аберрации и комы безмолвно подразумевается.

В качестве примера приведем в табл. 62 конструктивные элементы одного из триплетов, рассчитанного в ГОИ и изображенного на рис. 117.

Таблица 62

$f=100$; $A=1:2.5$; $S'_D=69.69$; $2w=39°$

Радиус кривизны		Толщина	Вещество	Диаметр свободного отверстия, мм
I	$R_1=+31.0$			
		$d_1=13.0$	Стекло С27	40.0
	$R_2=+170.0$			
		$d_2=10.0$	Воздух	
II	$R_3=-62.5$			
		$d_3=2.0$	Стекло С11	29.8
	$R_4=+28.05$			
		$d_4=7.4$	Воздух	
III	$R_5=+62.7$			
		$d_5=5.2$	Стекло С27	29.2
	$R_6=-49.73$			

Диафрагма расположена внутри объектива между линзами *II* и *III* и имеет диаметр 27.8 мм.

Остаточные аберрации триплета изображены на рис. 118.

Произведем сравнение остаточных аберраций триплета и объектива Петцваля, хотя первый имеет «фотовизуальную», а второй визуальную коррекцию и хотя объективы различаются как по светосиле, так и по углу поля зрения.

Прежде всего в триплете во много раз больше, чем в объективе Петцваля, остаточная сферическая аберрация, несмотря на меньшее его относительное отверстие. Отсюда вывод, что по разрешающей силе и четкости изображения вблизи оси объектив Петцваля стоит значительно выше эквивалентного ему по размерам и светосиле триплета.

Далее остаточный астигматизм в триплете того же порядка (с учетом угла поля зрения), что и в объективе Петцваля второго варианта.

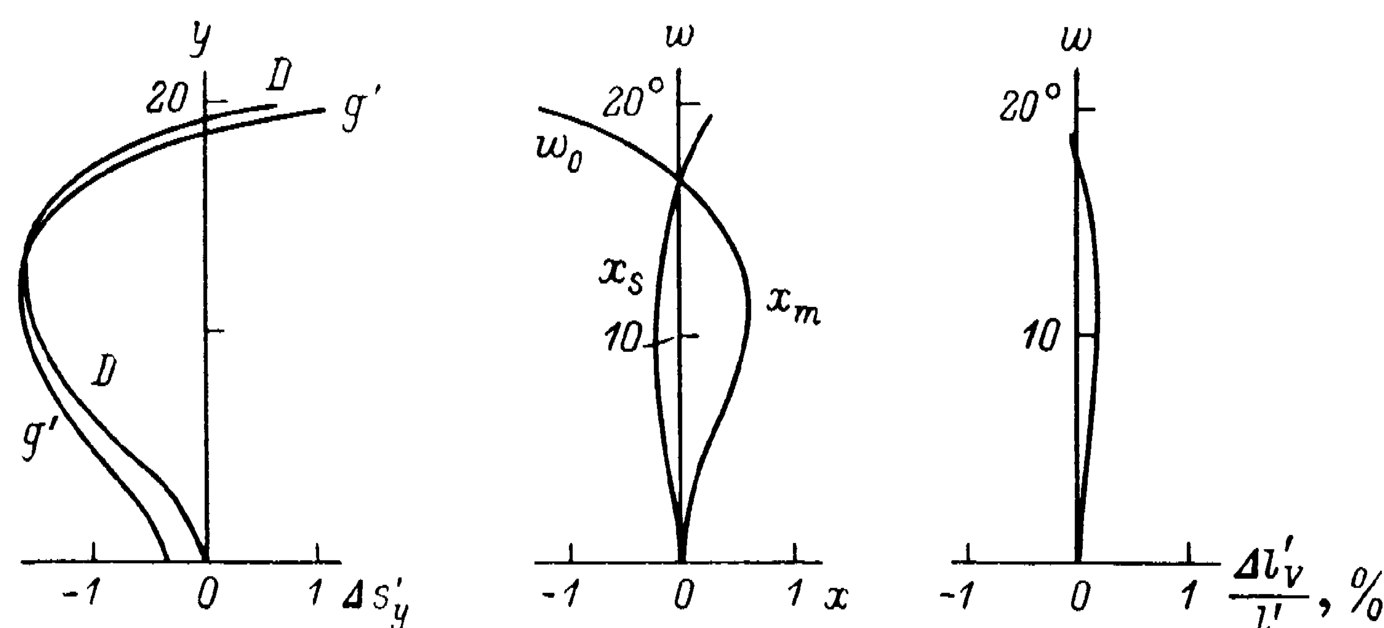


Рис. 118.

Кривизна поля в триплете исправлена, а остаточная кривизна достаточно мала и, дважды меняя свой знак, позволяет фотографировать на плоских пластинках при значительных угловых размерах поля.

Наконец, дисторсия в триплете исправлена, а остаточная дисторсия, с учетом угла поля зрения, значительно меньше дисторсии объектива Петцваля как первого, так тем более и второго варианта.

Мы видим, что если в одних отношениях преимущества на стороне триплета, то в других случаях они на стороне объектива Петцваля.

Там, где требуется большое поле зрения, хотя бы и в ущерб резкости изображения, следует применять триплет; но там, где можно ограничиться умеренным полем зрения, но иметь наиболее светосильный и четко рисующий объектив, следует применять объектив Петцваля.

С целью дальнейшего уменьшения остаточных аберраций триплет подвергся усложнениям, сводящимся к следующим конструктивным изменениям рис. 119:

1) одна из положительных линз триплета выполнена в виде двойной сложной: склеенной в случае малых диаметров и расклеенной в случае крупных диаметров объективов;* конструкция, в которой такое усложнение выполнено на последней линзе (рис. 119, *а*), носит название *тессара*; впрочем, имеются видоизмененные тессары Мертэ, у которых не последняя, а первая линза является двойной склеенной;

2) одна из линз триплета расчленяется на две, разделенные воздушным промежутком (рис. 119, *б*). «Целор» фирмы Герца можно рассматривать как усложненный триплет с флинтовой линзой, разделенной на две половины, расставленные на значительном расстоянии друг от друга.

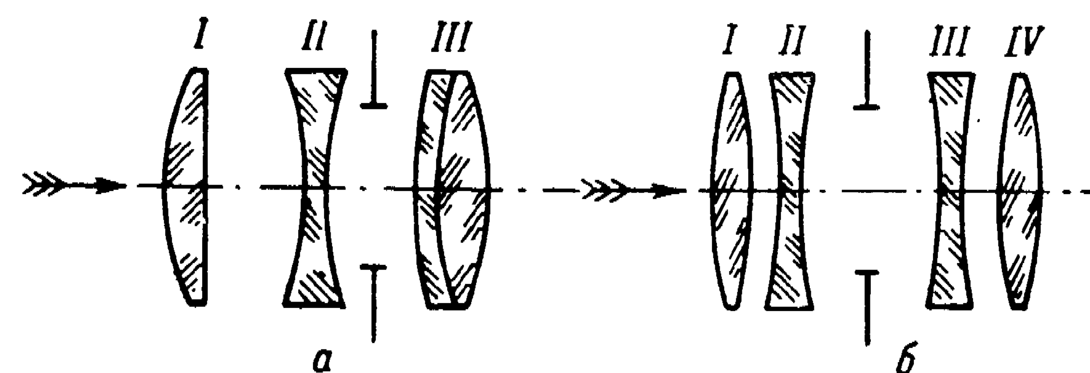


Рис. 119.

Улучшая остаточные аберрации триплета, мы усложняем и портим его конструкцию, делаем объектив более дорогим и трудным в изготовлении, капризным в сборке, чувствительным к расцентрировке и пропускающим меньше света.

При выборе типа объектива для астрографических задач следует взвешивать эти свойства сложных объективов и в некоторых случаях, может быть, жертвовать в размерах фотографируемого поля, выигрывая в простоте и надежности конструкции, в предельных светосиле и диаметре астрографа, в резкости и яркости изображения и в снижении помех от рефлексов на поверхностях линз.

На этом закончим далеко не полный обзор существующих объективов и их оптических свойств, считая, что наиболее интересные для астрономии объективы были освещены хотя бы в кратких чертах и что изложен достаточный материал для критического подхода к выбору типа, диаметра и светосилы объектива.

Линзовые объективы представляют собою весьма несовершенные оптические системы, главным образом в отношении их остаточного хроматизма. Они дают нам то, что могут дать, и большего мы пока не вправе с них спрашивать.

---

* В последнем случае соприкасающимся поверхностям можно придать различные кривизны с пользой для уменьшения аберраций такого четырехлинзового объектива.

19. ПРОСТЫЕ СИСТЕМЫ ЗЕРКАЛЬНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ

В таких телескопах роль объектива выполняет вогнутое зеркало, способное, как мы знаем, строить в своей фокальной плоскости изображение удаленных объектов.

Никаких других «кривых» зеркал в простых системах телескопов нет, кроме основного вогнутого зеркала. В то же время по конструктивным соображениям можно вводить в систему любое число плоских зеркал, которые, как известно, не изменяют сходимости пучков, не вносят аберраций, а лишь изменяют направление распространения лучей и совершают поворот изображения.

Простейшей из простых зеркальных систем является одиночное вогнутое зеркало A рис. 120.* Изображение образуется

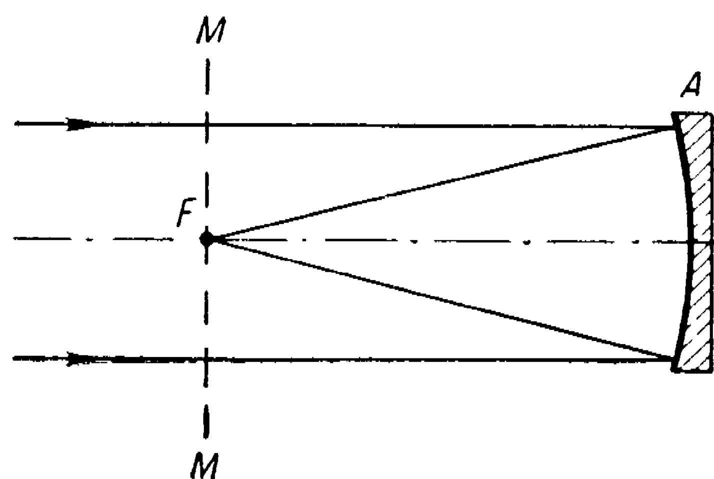


Рис. 120.

в фокальной плоскости MFM зеркала. Это изображение абсолютно ахроматично. Если зеркало A имеет форму параболоида вращения, то его сферическая аберрация равна нулю. Если оптик-изготовитель допустил зональные ошибки или астигматизм у поверхности зеркала, то изображение будет страдать зональными аберрациями и астигматизмом на оси.

Если зеркалу придана наиболее легкая для изготовления и исследования сферическая форма поверхности, то в телескопе будет иметь место сферическая аберрация, определяемая выражениями (137)—(140).

Сферическая аберрация оказывается безвредной, а телескоп может считаться первоклассным визуальным прибором, если удовлетворено условие (153) (см. табл. 38).

Как в сферическом, так и в параболическом зеркале кома одинакова и определяется условием (162) и табл. 40. Кома может считаться вполне безвредной, если удовлетворено условие (164), откуда предельные поля w определяются в соответствии с табл. 41.

* Зеркала будем изображать, обводя контуры тонкими линиями, а зеркальную поверхность — жирной линией и выполняя обычную штриховку для тела зеркала, указывая этим на то, что зеркало может быть выполнено из любого материала, а не обязательно из стекла.

Астигматизм и кривизна поля приводят к размытию звездных изображений в эллиптические пятна, которые в гауссовой плоскости обращаются в радиальные линии (фокали), удовлетворяющие условию (168).

Дисторсия одиночных вогнутых зеркал равна нулю. Все эти вопросы были выяснены достаточно подробно в § 13.

Если зеркало предназначено для астрографирования, то кассету с пластинкой приходится устанавливать в фокальной плоскости MFM, вызывая некоторое экранирование пучков лучей. Во время экспозиции необходимо все время удерживать светило на одном и том же месте пластинки. Если эти функции поручить ведущей параллельной трубе, называемой гидом, то у нас не будет гарантии, что изображение светила не сместилось на пластинке, хотя мы его все время экспозиции точно удерживали на кресте нитей окуляра гида; действительно, при длительных экспозициях наклон телескопа и гида к горизонту в значительной степени изменяется, а их оптические оси смещаются, каждая независимо и по собственному закону. Поэтому рациональнее вести гидирование по самой пластинке, для чего можно осуществить по крайней мере две различные конструкции гидов, каждая из которых достаточно сложна и имеет свои плюсы и минусы.

Если же телескоп рис. 120 предназначен для визуальных наблюдений, то наблюдатель должен расположить свой глаз, вооруженный окуляром, а вместе с ним и свою голову на пути лучей. Понятно, что для малых и средних инструментов этот прием совершенно невозможен, так как голова наблюдателя заэкранирует полностью или в очень значительной степени зеркало. Но и в гигантских телескопах от такого способа следует отказаться, хотя в них не только голова человека, но и все его туловище приведет к сравнительно небольшому и вполне допустимому экранированию. Здесь будет страшно не экранирование, а те потоки теплого воздуха от дыхания и тела наблюдателя, которые будут распространяться на пути лучей и сильнейшим образом снижать качество изображения.

Единственный возможный путь состоял бы в заключении наблюдателя в люльку, сообщающуюся с окружающим воздухом лишь за пределами действующих пучков лучей и окруженную хорошей теплоизоляцией. Такую цилиндрическую люльку можно было бы расположить в районе фокуса гигантского телескопа тремя способами: либо заставив ее всегда находиться в вертикальном положении и тем самым предоставив наблюдателю полный комфорт наблюдения, лишив его, однако, возможности наблюдать светила, близкие к зениту; либо связав ее жестко с телескопом и ориентировав вдоль его оси (минимум экранирования), тем самым обязывая наблюдателя к цирковому трюку наблюдения «вверх ногами» светил, близких к зениту (впрочем, и в этом случае можно придумать достаточно комфортабельное оформле-

ние конструкции); либо связав ее жестко с трубой и ориентировав перпендикулярно оси, предоставив наблюдателю производить наблюдения лежа и головой вниз, в случае светил, близких к зениту.

Как ни заманчиво такое решение, приводящее к минимуму потерь света на отражение и к устранению вспомогательных плоских зеркал — источников снижения качества изображения, но желательность вывода изображения вбок за пределы трубы вполне понятна, а для малых и средних визуальных телескопов другого хорошего решения и не существует.

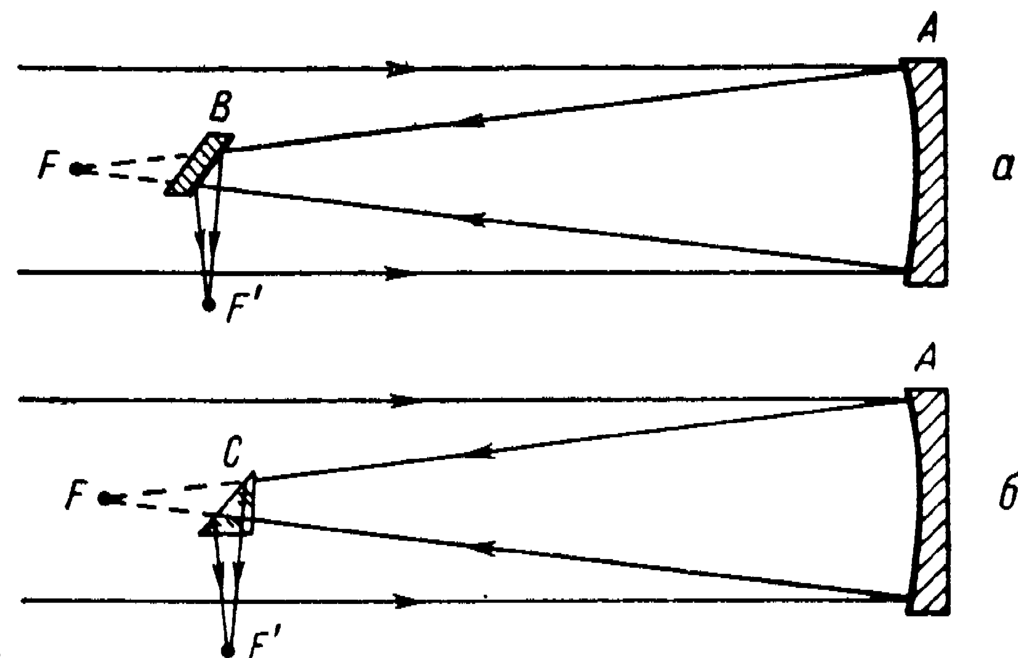


Рис. 121.

Поэтому от простейшей системы — одиночного зеркала — мы совершенно логично переходим к телескопу системы Ньютона (1672 г.) с изображениями, вынесенными вбок за пределы трубы, либо с помощью диагонального плоского зеркала *B* (рис. 121, *а*), либо с помощью призмы полного внутреннего отражения *C* (рис. 121, *б*); вслед за фокусом *F′* телескопа располагается окуляр той или иной силы для визуальных наблюдений; в случае фотографирования пластинка располагается в фокальной плоскости, проходящей через *F′*.

Диагональное плоское зеркало, введенное в практику Ньютоном, во всех отношениях, кроме одного, предпочтительнее призмы полного внутреннего отражения.

Преимущества плоского зеркала перед призмой следующие:

1) оно не вносит никаких дополнительных аберраций, тогда как призма приводит к перекорректированной сферической и хроматической аберрации;

2) оно значительно проще в изготовлении, а его плоская поверхность может быть в $\sim$1.5 раза грубее изготовлена, чем гипотенузная поверхность призмы;

3) во столько же раз меньше оно боится температурных деформаций, которые у зеркала, кроме того, меньше и по абсолютной величине, чем у призмы при ее неблагоприятной форме и большой массе;

4) зеркало может быть изготовлено из наиболее благоприятного вещества, тогда как призма — обязательно из оптически однородного стекла, для которого коэффициент теплового расширения велик, а теплопроводность мала, что усугубляет температурные деформации призмы;

5) потери света на отражение в зеркале не зависят от его размеров, тогда как в призме, кроме потерь на отражение, имеет место светопоглощение в толще стекла, тем большее, чем крупнее призма;

6) зеркало меньше экранирует пучок и вызывает меньшие дифракционные помехи, так как оно проектируется на главное зеркало в виде круга, а призма — в виде прямоугольника, половина которого в лучшем случае может быть округлена;

7) неравенство острых углов призмы и ее пирамидальность приводят к поперечному хроматизму изображения;

8) отражение света на катетах дает вуалирующие, хотя и в малой степени, рефлексы, чего нет у зеркала.

Поэтому призмой можно пользоваться только в малых и неответственных инструментах, когда сторона катета призмы не превышает 30—40 мм. Кроме того, относительное отверстие телескопа должно быть умеренным, иначе часть лучей с большим апертурным углом перестает претерпевать полное внутреннее отражение, и гипотенузу призмы приходится серебрить, вводя дополнительные потери света.

Возможна еще конструкция призмы, у которой катеты не плоские, а один выпуклый, другой вогнутый и имеют своим центром кривизны фокус телескопа. В такой призме один из перечисленных недостатков устраняется, зато другие усугубляются, а третьи остаются без изменения. В общем такая призма менее выгодна, чем обычная.

Но призмы приятны тем, что их светопропускание не изменяется с течением времени, и если гипотенуза и катеты не запотели и не загрязнились, то коэффициент пропускания малой призмы всегда близок к 90%.

В прежние времена, когда зеркала были бронзовыми и отражали около 60% света, система из двух зеркал пропускала, без учета экранирования, около 36% света; заменяя диагональное зеркало призмой, наблюдатель повышал коэффициент пропускания приблизительно до 54%, т. е. получал выигрыш в яркости в $1^1/_2$ раза, а это был существенный выигрыш.

Но вот появилась возможность лицевого серебрения зеркал (Либих, Драйтон), и в 1856 г. Фуко изготовил первый телескоп со стеклянными зеркалами наружного серебрения. Свежепосеребренное, удачно отполированное зеркало отражает около 92% желто-зеленых лучей, а потому в телескопе с двумя зеркалами коэффициент пропускания достигает 85%. Но такое высокое

пропускание держится очень недолго и, в зависимости от условий хранения и химического состава воздуха в месте хранения, быстро падает, иногда за срок в несколько недель, до величины столь же низкой, что и в телескопах с бронзовыми зеркалами. Поэтому замена диагонального зеркала призмой даже и в этот период была желательной, так как устранялся один из двух источников прогрессивного падения яркости изображения с течением времени.

В 1932 г. Стронг изобрел свой знаменитый метод алюминирования зеркал. Тонкий слой алюминия, осажденный на зеркале путем испарения алюминия в вакууме, обладает свойством покрываться тончайшей пленкой окиси алюминия, защищающей слой от дальнейших химических изменений, т. е. от потускнения. И, действительно, алюминированные зеркала по сравнению с серебренными могут быть названы вечными не в абсолютном, конечно, а в относительном смысле слова.

Разрушительные процессы, протекающие в серебряном слое в течение дней и недель, замедляются в алюминированных зеркалах до сроков в несколько лет. Так, одно из зеркал, алюминированное в моей лаборатории в конце 1934 г., по прошествии девяти лет находится в удовлетворительном еще состоянии, хотя и хранилось в открытом виде в шкафу с различными реактивами, без каких-либо мер предосторожности.

Коэффициент отражения алюминированного зеркала для желто-зеленых лучей близок к 89%; поэтому система из двух алюминированных зеркал пропускает около 79%, уступая в первые дни или недели такой же системе из двух серебренных зеркал, вскоре с ней уравниваясь, а затем значительно превосходя ее.

Для сине-фиолетовых лучей, к которым особенно чувствительна фотопластинка, алюминиевый слой обладает более высоким коэффициентом отражения даже по сравнению со свежим слоем серебра; для близкой ультрафиолетовой области преимущество алюминиевого слоя перед серебряным еще более разительное.

Поэтому с изобретением Стронга и с повсеместным распространением алюминированных зеркал применение призмы в еще большей степени теряет свой смысл, и если с диагональным алюминированным зеркалом бережно обращаться, то лучшего конструктивного решения для телескопа системы Ньютона, пожалуй, и не найти.

Диагональное зеркало можно расположить под любым углом к оси телескопа, и по некоторым соображениям выгодны углы наклона, меньшие 45°. Но обычно принято изламывать ось рефлектора под прямым углом, т. е. наклонять диагональное зеркало на угол 45° к оси телескопа; для этого частного случая мы и рассмотрим вычисление необходимых размеров диагонального зеркала: сперва для случая фотографического, а затем для случая визуального телескопа.

Пусть в телескопе Ньютона (рис. 122) фотографируемое поле P имеет линейный поперечник l, а угловой поперечник $2w$, причем, очевидно,

$$2w \approx \frac{l}{f}. \qquad (336)$$

Диагональное зеркало B должно перенести фотографируемое поле в положение P', причем виньетирование пучков в пределах этого поля постоянной яркости не допускается. Обозначим: D и f — диаметр и фокусное расстояние зеркала A; Δ — расстояние от точки излома оси до фокуса, которое обязательно больше $D/2$, если изображение вынесено за пределы действующих пучков лучей; $2b \approx MN$ — малая ось и $2a \approx 2b\sqrt{2}$ — большая ось диагонального зеркала.

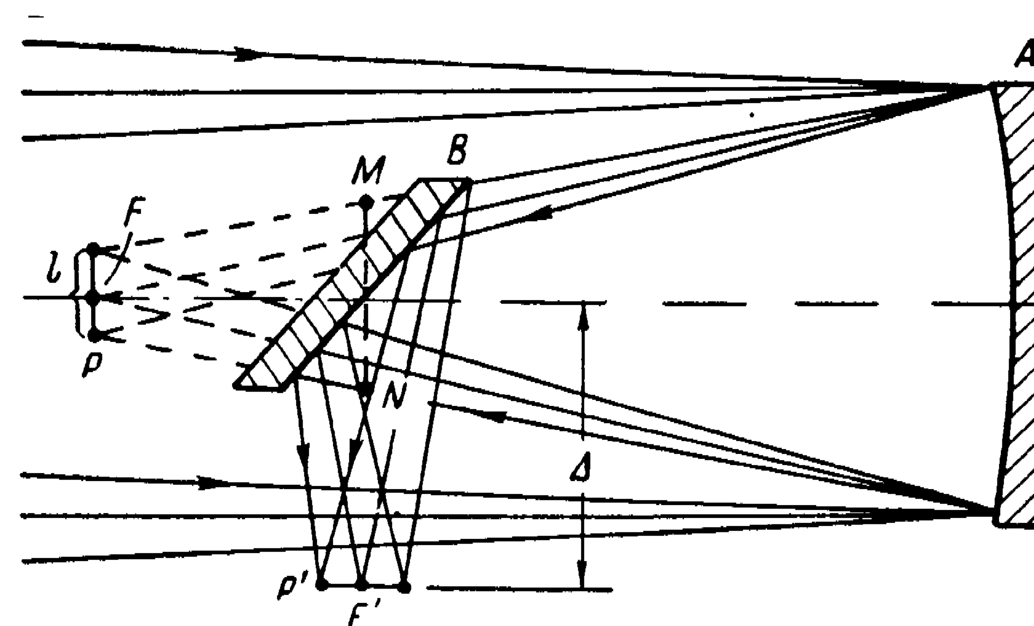


Рис. 122.

В первом приближении получаем в линейных мерах

$$\left.\begin{aligned} 2b &= \frac{D\Delta + l(f-\Delta)}{f}, \\ 2a &= 2b\sqrt{2}. \end{aligned}\right\} \qquad (337)$$

Диагональное зеркало проектируется на зеркало A в форме круга с диаметром $2b$, поэтому оно вызывает экранирование параллельного пучка; потери на экранирование обозначим через $p_э$ и, выражая их в процентах, найдем, что

$$p_э = \frac{(2b)^2}{D^2}\cdot 100\% = \left[\frac{l}{D} + \frac{\Delta}{f}\left(1 - \frac{l}{D}\right)\right]^2 \cdot 100\%. \qquad (338)$$

Величину Δ мы выбираем довольно произвольно из конструктивных соображений. Но можно для нее установить минимальное значение Δ_{min}, при котором поле P' располагается на уровне нижнего наклонного луча и экранирования еще не происходит. Можно показать, что

$$\Delta_{min} \approx \frac{f(D+l)}{2f+l}, \qquad (339)$$

после чего и для этого частного случая однозначно определяем $(p_э)_{\min}$ из выражений (338) и (339):

$$(p_э)_{\min} = \left[\frac{l}{D} + \frac{(D^2 - l^2)}{D(2f + l)}\right]^2 \cdot 100\% \quad (340)$$

или, выражая поле в угловых мерах,

$$(p_э)_{\min} = \left[\frac{A + 4wV}{2 + 2w}\right]^2 \cdot 100\%. \quad (341)$$

Если отказаться от услуг диагонального зеркала и производить фотографирование на круглой пластинке P непосредственно в фокусе F зеркала A, то экранирование $p'_э$ пучка лучей пластинкой (без учета экранирующего действия кассеты) будет значительно меньшим, а именно:

$$p'_э = \frac{l^2}{D^2} \cdot 100\% = 4w^2V^2 \cdot 100\%. \quad (342)$$

Составим таблицу потерь на экранирование $(p_э)_{\min}$ (341) и $p'_э$ (342) (табл. 63).

Таблица 63

		A					
		1:1	1:2	1:3.5	1:5	1:7	1:10
$2w = 1°$	$(p_э)_{\min}$, %	26	8.0	4.1	3.5	3.7	5.0
	$p'_э$, %	0.03	0.12	0.37	0.77	1.5	3.1
	k	850×	65×	11×	4.5×	2.5×	1.6×
$2w = 3°$	$(p_э)_{\min}$, %	29	12·	10	13	18	32
	$p'_э$, %	0.28	1.1	3.4	6.9	14	28
	k	100×	11×	2.9×	1.9×	1.3×	1.1×
$2w = 10°$	$(p_э)_{\min}$, %	39	30	48	80	100	100
	$p'_э$, %	3.1	12	37	77	100	100
	k	13×	2.4×	1.3×	1.04×	—	—

Здесь для каждого из трех значений углов $2w$ полного поля зрения в первой строке даны потери на экранирование диагональным зеркалом, во второй строке — потери на экранирование круглой пластинкой, расположенной в фокальной плоскости зеркала, и в третьей строке — коэффициент k преимущества одного способа фотографирования по отношению к другому, конечно, только в смысле относительной величины потерь на экранирование.

Как видим, для каждого угла поля зрения $2w$ существует некоторое оптимальное относительное отверстие A, при котором потери на экранирование диагональным зеркалом наименьшие; эти значения $(p_э)_{\min}$ подчеркнуты в таблице.

Экранирование круглой пластинкой, расположенной непосредственно в фокальной плоскости зеркала, во всех случаях меньше экранирования диагональным зеркалом. Кривые $(p_э)_{\min}$ и $p'_э$ идут на сближение, а коэффициент k стремится к единице по мере уменьшения относительного отверстия A.

При $2w = 10°$ и при относительных отверстиях ниже 1 : 7 размеры поля и диагонального зеркала превышают размеры основного вогнутого зеркала телескопа, а потому происходит стопроцентное экранирование.

Понятно, что размер поля ($2w$) выбирается не из конструктивных соображений, а из условий исправления аберраций и задания на качество изображения; формулы же (338), (341) и (342) позволяют вычислить, какие потери света на экранирование нас ожидают в каждом отдельном случае.

Переходим к расчету размеров диагонального зеркала и потерь на экранирование в визуальном телескопе Ньютона.

Прежде всего, размер поля l определяется характеристиками наиболее слабого окуляра, дающего равнозрачковое увеличение. Так как у обычных окуляров поле зрения близко к $2\beta = 40°$, то поперечник поля зрения таких окуляров составляет приблизительно 0.7 φ, где φ — фокусное расстояние окуляра.

Если принять диаметр глазного зрачка при астрономических наблюдениях равным 6 мм, то равнозрачковое увеличение

$$G_6 = \frac{D}{6} = \frac{f}{\varphi_6}, \quad (343)$$

откуда поперечник $l_{\max}$ предельного визуального поля равен

$$l_{\max} \approx 4.2V \text{ мм}, \quad (344)$$

независимо от размеров телескопа, или, в угловых мерах,

$$2w_{\max} \approx \frac{4.2}{D} \text{ рад}, \quad (345)$$

независимо от светосилы телескопа.

Подстановка (344) в (337) дает для размеров диагонального зеркала визуального телескопа

$$\left.\begin{aligned} 2b &= A\Delta + 4.2\left(V - \frac{\Delta}{D}\right), \\ 2a &= 2b\sqrt{2}. \end{aligned}\right\} \quad (346)$$

Фокальную плоскость можно вынести вбок с помощью диагонального зеркала на предельную величину $\Delta_{\min}$, которая согласно (339) и (344) равна

$$\Delta_{\min} = \frac{D + 4.2V}{2 + \frac{4.2}{D}}, \quad (347)$$

где D выражено в миллиметрах.

Из выражений (346) и (347) получаем для этого предельного случая

$$\left.\begin{aligned} 2b &= \frac{AD^2 + 8.4V(D+4.2)}{2D+4.2}, \\ 2a &= 2b\sqrt{2}. \end{aligned}\right\} \tag{348}$$

Потери на экранирование $(p_э)_{\min}$ получают в этом случае следующее выражение:

$$(p_э)_{\min} = \frac{[AD^2 + 8.4V(D+4.2)]^2}{D^2(2D+4.2)^2} \cdot 100\%. \tag{349}$$

Чтобы упростить последние формулы, располагаем отнесенную вбок фокальную плоскость точно на уровне крайнего луча пучка, параллельного оси. В этом случае

$$\Delta = \frac{D}{2}, \tag{350}$$

$$2b = \frac{AD}{2} + 2.1(2V - 1), \tag{351}$$

$$p_э = \left[\frac{A}{2} + \frac{2.1}{D}(2V - 1)\right]^2 \cdot 100\%. \tag{352}$$

Последней формулой, более простой, хотя и менее строгой, чем (349), воспользуемся для составления таблицы потерь на экранирование в визуальном телескопе системы Ньютона, снабженном окуляром равнозрачкового увеличения ($d=6$ мм) (табл. 64).

Таблица 64

$p_э$, %; $d=6$ мм; $2\beta=40°$

D, мм	A					
	1 : 1	1 : 2	1 : 3.5	1 : 5	1 : 7	1 : 10
100	27	9.8	7.1	8.4	12	20
200	26	7.9	4.2	3.8	4.3	6.2
500	25	6.9	2.8	1.9	1.6	1.7
1000	25	6.6	2.4	1.4	0.97	0.81
2000	25	6.4	2.2	1.2	0.72	0.49
5000	25	6.3	2.1	1.1	0.59	0.34

В визуальных телескопах чем больше диаметр отверстия, тем меньше потери на экранирование диагональным зеркалом. Для каждого диаметра D существует оптимальное относительное отверстие, при котором потери на экранирование минимальны; эти минимальные значения $p_э$ подчеркнуты в таблице.

Так как в действительности величина Δ больше, чем принято в выражении (350), и, кроме того, зеркало заключено в оправу с растяжками, то потери на экранирование в реальном телескопе больше, чем это дают цифры табл. 64.

С помощью плоского зеркала B (рис. 123) можно вынести изображение F' за зеркало A сквозь отверстие, засверленное в главном зеркале A. Такой телескоп также будет принадлежать к классу простых зеркальных телескопов и называется он *кольцевым телескопом.*

У кольцевого телескопа по сравнению с телескопом Ньютона имеются два преимущества: 1) при заданном относительном отверстии зеркала A меньшая общая длина инструмента: 2) несмотря

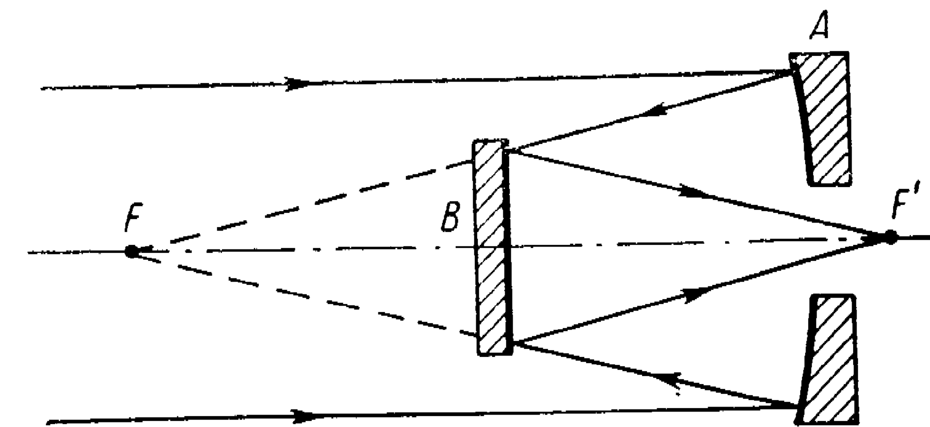


Рис. 123.

на бо́льшие размеры плоского зеркала B, значительно бо́льшая простота его изготовления по сравнению с диагональным зеркалом; с одной стороны, круглая форма зеркала B благоприятствует получению точной поверхности, с другой стороны, нормальное к оси расположение зеркала B не налагает на него, как мы увидим ниже, строгих требований к выполнению плоской формы поверхности: не произойдет ничего плохого, если поверхность зеркала B будет иметь незначительную кривизну, положительную или отрицательную, что совершенно недопустимо для диагонального зеркала телескопа Ньютона, которое наклонено к оси на значительный угол ($\sim 45°$).

Основным недостатком кольцевого телескопа является относительно большой поперечник зеркала B, в результате чего имеет место значительное экранирование, и значительное снижение качества дифракционного изображения звезд.*

Если точку F' совместить с лицевой поверхностью зеркала и если предположить, что поле зрения обращено в нуль, т. е. сведено к точке (F') на оси, то и в этом случае экранирование по диаметру составит 50%, а экранирование по площади составит 25%.

* В кольцевом телескопе уменьшается доля света в центральном пятне дифракционной картины, но ширина этого пятна тоже уменьшается. Так что для задач, где интенсивность излучения достаточно велика, кольцевой телескоп имеет лучшую дифракционную картину. — *Прим. ред.*

Но так как для удобства наблюдений точку F' следует несколько вынести за пределы зеркала A и так как поле зрения всегда имеет некоторую конечную величину, отличную от нуля, то в действительности потери света на экранирование в кольцевом телескопе больше 25%.

Здесь не так страшно потерять 25—30% света, как заметно испортить качество дифракционного изображения.

Уже при экранировании на одну треть диаметра D, т. е. при 11% потерь света на экранирование, качество дифракционного изображения заметно уклоняется от идеального оптимума при незаэкранированном отверстии объектива: центральный максимум дифракционной картины несколько снижается, а часть энергии

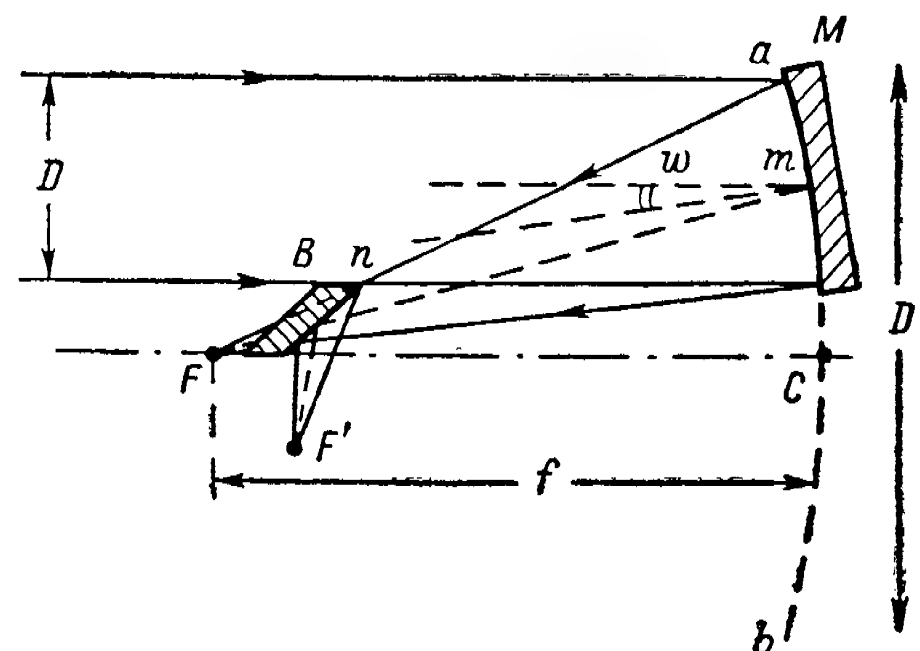


Рис. 124.

переливается из центрального кружка в ближайшие кольца, которые представляются относительно более яркими.

По этой причине, а не из опасений потерять несколько лишних процентов света, в оптических системах не следует допускать экранирования, превышающего 10—12% площади действующего отверстия объектива, и в этом смысле кольцевой телескоп должен быть забракован как визуальный инструмент для наблюдений, требующих наилучшего качества изображений, т. е. наивысшей разрешающей силы и наибольшей контрастности.

Но в применении к астрографическим работам кольцевой телескоп не встречает столь серьезных возражений, с одной стороны, потому, что фотопластинка все равно не использует теоретической разрешающей силы светосильного объектива, а с другой стороны, потому, что фокус F' можно значительно утопить внутри трубы, тем самым сдвинув и уменьшив в диаметре зеркало B; гидирование же можно осуществить по пластинке сквозь отверстие в зеркале A с помощью достаточно длинного микроскопа.

Но можно осуществить конструкцию простого телескопа, состоящего только из одного вогнутого зеркала M (рис. 124), а потому не имеющего никаких экранирующих элементов, а вместе с тем и потерь света на экранирование и на дополнительное зеркальное отражение и свободного от дифракционных помех экранирующих элементов. Такая система телескопа носит название *системы Гершеля*, хотя имеются указания, что еще за полтора века до В. Гершеля такая система телескопа была известна современникам Галилея как наиболее простая и естественно приходящая на мысль человеку, желающему использовать одиночное вогнутое зеркало для наблюдения удаленных предметов.*

В телескопе Гершеля изображение образуется в фокусе F, за которым и следует расположить глаз наблюдателя, вооруженный окуляром той или иной силы, направленным своей осью либо на центр m зеркала M, либо на точку C, либо на некоторую промежуточную точку. Для удобства наблюдения можно перенести изображение в фокус F' с помощью диагонального зеркальца B.**

Оптическую схему телескопа Гершеля можно трактовать различными способами и в каждом случае получать своеобразную систему, имеющую лишь внешнее сходство с тем, что мы окрестили общим именем «системы Гершеля».

Рассмотрим разновидности системы Гершеля.

1) Вогнутое зеркало M имеет сферическую форму поверхности и наклонено на соответственный угол w к падающему пучку лучей; ось окуляра направлена на точку m зеркала M. В этом случае пучок значительно наклонен к оси, а потому изображение испорчено комой, астигматизмом, кривизной поля и, кроме того, сферической аберрацией, так как зеркало M имеет сферическую, а не параболическую форму.

Аберрации вычисляются по известным нам формулам (4), в которых $A=D/f$; D, f и угол наклона w оси зеркала mn к падающему пучку изображены на рис. 124; следует помнить, что здесь w определяет не угол поля зрения, а угол наклона пучка к оси зеркала M.

Если зеркало M взято умеренной светосилы, то сферическая аберрация может быть небольшой, но благодаря значительности угла w кома и астигматизм должны сильно испортить изображение и притом в различной степени для различных точек окулярного поля: чем эти точки дальше от оси mn, тем ниже в них качество изображения.

При заданных f и w диафрагмирование зеркала M сильнее всего сказывается, как мы помним, на уменьшении сферической аберрации, в меньшей степени на коме и в еще меньшей степени на астигматизме. Выше был изложен материал, вполне достаточный для расчета предельного диаметра или светосилы телескопа Гершеля

* Телескоп такой же системы предлагал М. В. Ломоносов ранее В. Гершеля.

** Система телескопа Ломоносова—Гершеля широко используется в солнечных телескопах. Малое относительное отверстие A позволяет использовать сферическое зеркало. — *Прим. ред.*

как функции угла w или наоборот; такие расчеты приводят к весьма неблагоприятным результатам для телескопа Гершеля, относительное отверстие которого неизбежно должно быть очень малым, а длина инструмента преувеличенно большой.

1а) Будем трактовать то же зеркало M как часть, выкроенную из большой сферы aCb диаметра D', относительного отверстия $A'=D'/f$ и с осью FC. Такая система может считаться центрированной относительно оси FC, а потому для точки F изображение будет свободным от аберраций наклонных пучков, т. е. комы, астигматизма и кривизны поля. Но так как относительное отверстие A' в данном случае весьма велико (D' значительно больше D), то сферическая аберрация, растущая пропорционально кубу относительного отверстия, будет очень велика; кроме того, мы будем

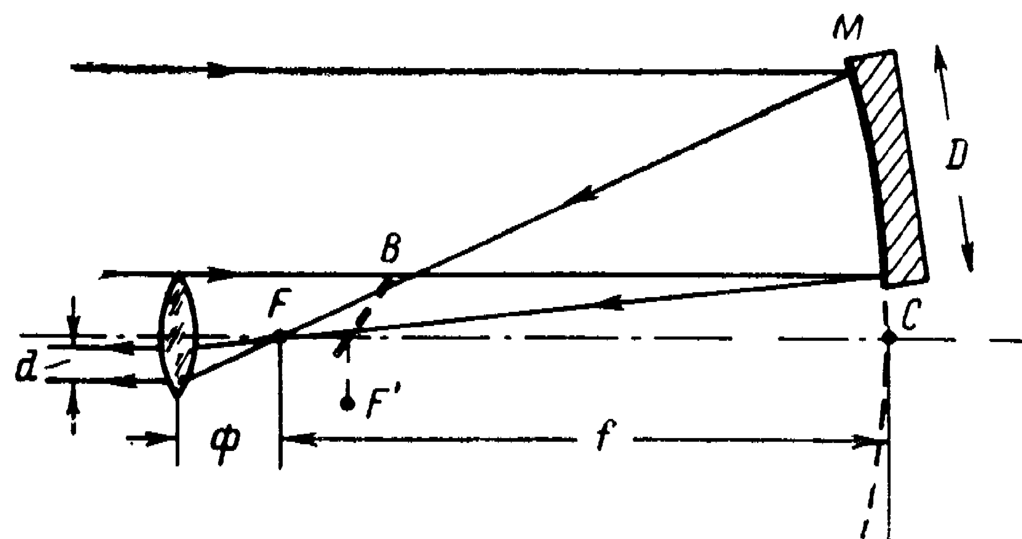


Рис. 125.

наблюдать не всю картину сферической аберрации, а только часть ее, так как зеркало M выкроено эксцентрично из большого зеркала aCb; в результате получится несимметричная аберрационная картина, ничем, конечно, не отличающаяся от картины предыдущей трактовки телескопа Гершеля.

Все это справедливо для точки F центра поля, тогда как для других точек поля зрения аберрационные картины будут зависеть от ориентировки оси окуляра; чтобы быть последовательным при данной трактовке, следует направить ось окуляра на точку C вместо точки m, а потому несимметрия изображений различных точек поля будет несколько иная, чем при ориентировке оси окуляра по линии mn.

Окуляр, ось которого направлена по оси FC, должен быть рассчитан на относительное отверстие A', значительно превосходящее A, и обладать эксцентричным зрачком выхода:

$$d = \frac{D}{G} = A\phi, \qquad (353)$$

где ϕ — фокусное расстояние окуляра.

Рис. 125 схематически поясняет сказанное; но возвращаемся к рис. 124.

Между трактовками 1) и 1а) разница состояла в том, как рассматривать зеркало M: как децентрированное зеркало малого диаметра D с осью mn или как эксцентричный элемент центрированной сферы большого диаметра D' с осью FC. Следствием таких двух различных трактовок явилось различное направление осей окуляров, различные их конструкции и различные аберрационные картины на протяжении окулярного поля, мало, впрочем, отличающиеся одна от другой.

2) Допустим теперь, что зеркало M рис. 124 есть параболоид вращения вокруг оси mn с вершиной в точке m. При таком условии возможна только одна-единственная трактовка, при которой ось окуляра следует расположить вдоль оси F_m и рассматривать параболоид как наклоненный к пучку на угол w и имеющий относительное отверстие $A=D/f$. Сферическая аберрация системы исправлена, поскольку зеркало имеет параболическую форму поверхности, но аберрации наклонных пучков будут такими же, как в сферическом зеркале первой схемы. В результате качество изображения, если и улучшится при замене сферического зеркала параболическим, то в очень малой степени.

3) В зависимости от конструктивных элементов схемы рис. 124 может оказаться, что либо помехи комы больше помех астигматизма, либо наоборот. В последнем случае Данжон и Кудер рекомендуют придавать зеркалу M торическую форму поверхности, т. е. вводить в систему некоторый собственный астигматизм, способный скомпенсировать астигматизм наклонных пучков для угла w. В таком случае для центра поля зрения (точка F) астигматизм окажется исправленным, кома же не претерпит заметного изменения, и если она вообще мала, то система построит удовлетворительное изображение вблизи точки F.

При неустраненном астигматизме ось окуляра следует расположить нормально к поверхности наилучших (круглых) изображений астигматических пучков; но так как в вогнутом зеркале оптической силы φ кривизны поверхностей для меридиональных (ρ_m) и сагиттальных (ρ_s) фокалей имеют значения

$$\rho_m = 2\varphi, \quad \rho_s = 0, \qquad (354)$$

то кривизна поверхности наилучших изображений равна

$$\frac{\rho_m + \rho_s}{2} = \varphi, \qquad (355)$$

откуда делаем заключение, что ось окуляра должна быть направлена по линии mF.

4. Наконец, зеркало M можно рассматривать как часть, выкроенную из большого параболического зеркала aCb с вершиной в точке C и осью FC. В таком случае система оказывается центрированной, ось окуляра располагается по оси FC, окуляр рассчитывается на большое относительное отверстие $A'=D'/f$ и имеет эксцентричный зрачок выхода (рис. 125).

В такой центрированной системе с параболическим зеркалом получается безупречное изображение на его оси, т. е. в точке F, которое затем довольно быстро портится по мере приближения к краям поля зрения окуляра, так как астигматизм, кривизна поля и главным образом кома этой системы весьма велики по причине большого относительного отверстия A'. Впрочем, и величина w', представляющая собой угловой радиус поля зрения окуляра, в этом случае значительно меньше величины w, ничего общего с ней по существу не имеющей, но, так же как и она, входящей в формулы (4) при определении аберраций наклонных пучков.

Последняя система является, конечно, наиболее совершенной в оптическом отношении, но она исключительно трудна в осуществлении.

В свое время я предложил* и реализовал некоторые приборы, построенные по последней схеме «телескопа Гершеля», а также дал методику изготовления и контроля параболоидов с эксцентрично расположенной вершиной (вершина вынесена за край зеркала). И хотя таких систем было успешно изготовлено несколько, причем самая крупная имела $D \approx 210$ мм и $A \approx 1:10$, но трудности их изготовления настолько велики, что о широком распространении этих систем, к сожалению, мечтать не приходится.

Введение небольшого диагонального зеркальца B (рис. 125) или призмы полного внутреннего отражения позволяет изломить ось вблизи фокуса и перенести изображение вбок в точку F' за пределы трубы телескопа, не вводя никаких потерь на экранирование и никаких дифракционных помех.

В. Гершель, по-видимому, не владел искусством изготовления первоклассных параболоидов, так как в то время не существовало еще контрольной методики, обеспечивающей необходимую точность контроля формы поверхностей астрономических зеркал.

Как показали мои исследования зеркал Гершеля, хранившихся в музее Пулковской обсерватории, они имеют в общем сферическую форму поверхности, в сильнейшей степени искаженную зональными и местными ошибками и нерегулярным астигматизмом.

Несомненно, что местные ошибки и нерегулярный астигматизм в значительной степени имеют более позднее происхождение и являются результатом освобождения значительных натяжений бронзовых зеркал Гершеля, т. е. последующего коробления поверхности зеркала по мере рассасывания этих напряжений. Впрочем, еще более ранние зеркала Шорта, меньшего, правда, диаметра, хорошо сохранили свою параболическую форму в течение двух веков, откуда можно сделать заключение, что Шорт владел искусством более высоким, чем В. Гершель, не только в деле обработки

* Д. Максутов. Параболический коллиматор и способ его изготовления. Авт. свид. № 49358, кл. 42h, 8; 29.4. 1936.

параболических поверхностей, но и в технике отливки и старения бронзовых зеркал.

Если зеркала Гершеля так сильно деформировались к нашему времени, то вероятно, что и во время их обработки Гершелем не все обстояло благополучно в этом отношении, а потому зеркало в силу натяжений или в силу дефектов технологии холодной обработки могло приобрести торическую поверхность, т. е. астигматизм на оси. Такое зеркало, путем проб надлежащим образом ориентированное в трубе, могло в некоторой степени скомпенсировать аберрации системы Гершеля и дать несколько лучшие результаты, чем правильно выполненное сферическое зеркало.

Неудивительно, что В. Гершель не применял для своих зеркал высоких относительных отверстий, которые, как правило, были близки к 1 : 12—1 : 13. Когда же в своем гигантском телескопе, да еще построенном по «схеме Гершеля», В. Гершель применил более высокое относительное отверстие, то и результат получился достаточно плачевный, явно разочаровавший самого творца инструмента.

Независимо от трудностей изготовления крупных зеркал, их гнутия под действием собственного веса и т. д. причины неудачи В. Гершеля с его «четырехфутовым»* телескопом нам понятны: отшлифовать параболоид с вершиной, вынесенной за край зеркала, В. Гершель не умел; сферическое же или близкое к нему зеркало при диаметре $D = 1.22$ м имело слишком преувеличенное относительное отверстие $A = 1:10$, чтобы давать удовлетворительные изображения не только в схеме Гершеля, но даже и в схеме Ньютона, т. е. на оптической оси зеркала.

20. СЛОЖНЫЕ СИСТЕМЫ ЗЕРКАЛЬНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ

Если система содержит два неплоских зеркала или больше, то такую систему мы назовем сложной; большее (и во всех случаях вогнутое) зеркало, определяющее собою действующее отверстие сложной системы, назовем основным или главным зеркалом; меньшие же зеркала, преобразующие сходимость пучков, назовем вторичными зеркалами. Система может дополнительно включать в себя любое число плоских зеркал, вводимых по конструктивным соображениям и не изменяющих аберрационных свойств системы и ее оптической силы.

Рассмотрим только сложные системы из двух неплоских зеркал, все множество которых может быть сведено к четырем характерным типам, изображенным на рис. 126.

Во всех случаях A — главное вогнутое зеркало с фокусом в точке F и с фокусным расстоянием, принимаемым нами за величину положительную и равную $+f$; B — вторичное зеркало, в одном случае выпуклое, а в других — вогнутое. Фокус системы находится в точке F', являющейся изображением точки F во вто-

* 1 фут=30.5 см. — *Прим. ред.*

ричном зеркале; поэтому s и s' являются сопряженными расстояниями и подчиняются указанному в § 13 правилу знаков. Тому же правилу знаков подчиняется и радиус кривизны зеркала B. Так как зеркала могут иметь асферическую форму, то мы будем характеризовать их величинами $+\mathring{R}_1$ и $\pm\mathring{R}_2$ — их радиусами кривизны при вершине — и квадратами эксцентриситетов e_1^2 и e_2^2 их поверхностей, предполагаемых поверхностями вращения конических сечений. Зоны зеркал A и B соответственно будем обозначать буквами y_1 и y_2.

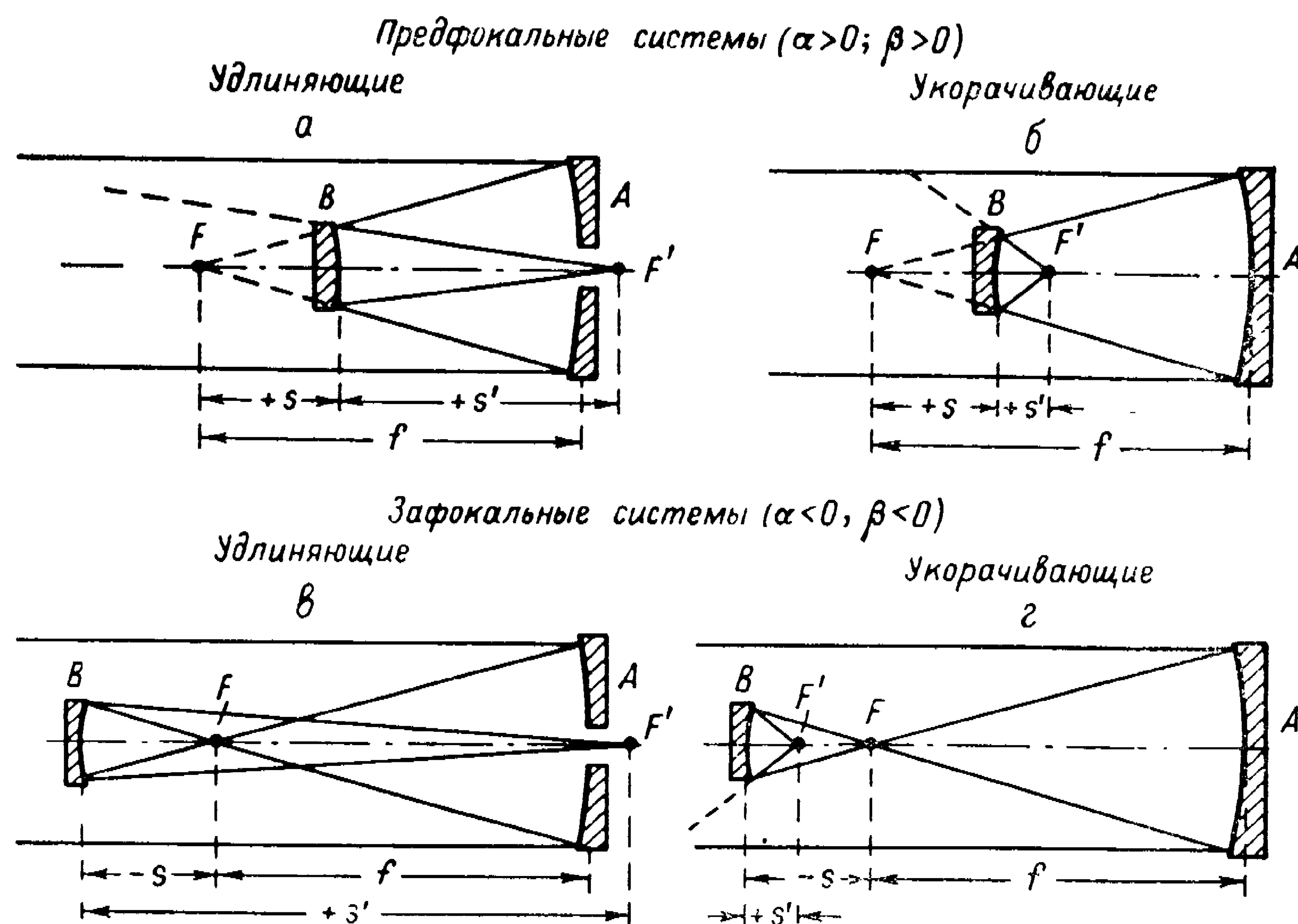


Рис. 126.

В схемах *а* и *б* рис. 126 вторичное зеркало B расположено перед фокусом зеркала A, а потому такие схемы назовем **предфокальными** в отличие от схем **зафокальных** *в* и *г* рис. 126, где вторичное зеркало расположено за фокусом F. В схемах *а* и *в* вторичное зеркало уменьшает сходимость отраженного пучка, т. е. удлиняет общее фокусное расстояние системы, которое обозначим буквой F; действительно, F на рис. 126, *а* значительно больше f — фокусного расстояния главного зеркала. Такие системы назовем *удлиняющими*; иначе их можно было бы назвать *зеркальными телеобъективами*. В схемах *б* и *г* происходит укорочение общего фокусного расстояния системы, и мы их назовем *укорачивающими* системами; по аналогии с линзовыми системами их можно было бы назвать *зеркальными дублетами*.

Для астрономической оптики не представляют практического интереса системы, имеющие зеркало A выпуклой формы при вогнутом зеркале B, значительно превосходящем по диаметру зеркало A; такие системы по аналогии можно было бы назвать обращенными зеркальными телеобъективами; они представляют огромный интерес для некоторых оптических приборов * малого и умеренного размера, но не для приборов астрономических.**

Если в схемах *а* и *в* точка F' удалится в бесконечность ($s'=\infty$) и сквозь отверстие зеркала A выйдет параллельный пучок, то мы будем иметь случай **первой и второй систем Мерсена**, предложенных им в 1636 г. и используемых в настоящее время для питания бесщелевых спектрографов.

Если в схемах *а* или *б* вторичное зеркало выполнить плоским, то получится, как мы помним, кольцевой телескоп ($s'=s$). Наконец, если в схемах *в* и *г* точки F или F' совмещены друг с другом и с центром кривизны зеркала B, то получается совершенно бесполезная сложная система ($s'=-s$), не допускающая, кроме того, удовлетворительного конструктивного решения.

Введем следующие величины и их обозначения, которые явятся параметрами для расчета сложных зеркальных систем:

$$\alpha=\frac{f_0}{s_0}=\frac{\mathring{R}_1}{2s_0}\approx\frac{y_1}{y_2}, \qquad (356)$$

$$\beta=\frac{s_0}{s_0'}. \qquad (357)$$

Эти отношения точны для параксиальной области и приближенны для конечных отверстий системы.

Фокусное расстояние главного вогнутого зеркала и его радиус кривизны при вершине, связанные зависимостью

$$\mathring{R}_1=2f_0, \qquad (358)$$

во всех случаях рис. 126 будем считать положительными; для остальных же величин сохраним правило знаков § 13.

Согласно (125), (356)—(358), для параксиальной области справедливо следующее уравнение для радиуса кривизны вторичного зеркала:

$$\mathring{R}_2=\frac{\mathring{R}_1}{\alpha(\beta-1)}. \qquad (359)$$

Наконец, для параксиального фокусного расстояния F_0 всей системы имеем

$$F_0=-f_0\frac{s_0'}{s_0}=-\frac{f_0}{\beta}=-\frac{\mathring{R}_1}{2\beta}. \qquad (360)$$

Отсюда следует, что предфокальные системы дают обратные изображения, а зафокальные системы — прямые изображения.

* Например, зеркальный микрообъектив автора (пат. № 40859, кл. 42h, 3; 13.12. 1932).

** Такого рода оптические схемы нашли сейчас широкое применение в качестве светосильных камер спектрографов (камера Попова—Боуэна). — *Прим. ред.*

При любой форме поверхности главного зеркала всегда можно подобрать такую поверхность для вторичного зеркала, при которой для точки на оси произойдет компенсация зональных аберраций одного зеркала зональными аберрациями другого и сложная система окажется стигматической на оси.

В частности, если главное зеркало имеет поверхность вращения конического сечения с квадратом эксцентриситета e_1^2, то можно подобрать вторичное зеркало также с поверхностью вращения конического сечения некоторого квадрата эксцентриситета e_2^2, при этом система окажется стигматичной на оси.

Для поверхностей вращения конических сечений удается вывести следующую формулу сопряженного расстояния $s'_y = \varphi(\mathring{R}, s, y, e^2)$:

$$s'_y = s'_0 + \Delta s' \approx \frac{s\mathring{R}}{2s + \mathring{R}} + y^2 \frac{s^2 e^2 - (s + \mathring{R})^2}{\mathring{R}\,(2s + \mathring{R})^2}. \qquad (361)$$

Поэтому для главного фокусного расстояния f_y находим, положив $s = \infty$, следующее выражение:

$$f_y = f_0 + \Delta f_y \approx \frac{\mathring{R}}{2} - y^2 \frac{(1 - e^2)}{4\mathring{R}}. \qquad (362)$$

Если у главного зеркала, заданного параметрами $\mathring{R}_1$ и e_1^2, продольная аберрация в фокусе F для зоны y_1 равна

$$\Delta f_{y_1} = -y_1^2 \frac{(1 - e_1^2)}{4\mathring{R}_1}, \qquad (363)$$

то для ее компенсации вторичное зеркало, задаваемое параметрами $\mathring{R}_2$, e_2^2, α, β, должно вносить такую же аберрацию, но в обратном ходе лучей.

Для обратного хода лучей во вторичном зеркале следует принять F' за светящуюся точку, а F — за ее изображение, повернув чертежи рис. 126 на 180°. При этом s и s' поменяются местами, сохранив свои прежние знаки, а радиус кривизны $\mathring{R}_2$ вторичного зеркала изменит свой знак на обратный.

При таких условиях и согласно (361) продольная аберрация вторичного зеркала в обратном ходе лучей равна

$$\Delta s_{y_2} = +y_2^2 \frac{(s' - \mathring{R}_2)^2 - s'^2 e_2^2}{\mathring{R}_2\,(2s' - \mathring{R}_2)^2}. \qquad (364)$$

Но из выражений (356)—(358) мы имеем

$$s' = \frac{\mathring{R}_1}{2\alpha\beta}, \qquad y_2 = \frac{y_1}{\alpha}. \qquad (365)$$

Выполняя подстановку (365) и (359) в (364), находим

$$\Delta s_{y_2} = -y_1^2 \frac{[(\beta - 1)^2 e_2^2 - (\beta + 1)^2]\,(\beta - 1)}{4\alpha\mathring{R}_1}. \qquad (366)$$

Так мы выразили аберрацию вторичного зеркала через его квадрат эксцентриситета, через параметры положения α и β и через ординату y_1 и радиус $\mathring{R}_1$ главного зеркала.

Для достижения в системе стигматизма на оси, т. е. для исправления сферической аберрации, следует выполнить равенство выражений (363) и (366), что возможно, если квадрат эксцентриситета вторичного зеркала удовлетворяет условию

$$e_2^2 = \frac{(\beta - 1)(\beta + 1)^2 + \alpha(1 - e_1^2)}{(\beta - 1)^3}. \qquad (367)$$

В классических сложных зеркальных системах — Мерсена, Грегори и Кассегрена — каждое из зеркал, главное и вторичное, самостоятельно исправлено на сферическую аберрацию для соответствующих сопряженных расстояний. Авторы классических систем сложных телескопов не решились или, вернее, не додумались применить компенсационный принцип. Поэтому в таких системах главное зеркало имеет всегда параболическую форму поверхности:

$$e_1^2 = +1. \qquad (368)$$

Но в таком случае форма поверхности вторичного зеркала однозначно определяется из выражения (367):

$$e_2^2 = \frac{(\beta + 1)^2}{(\beta - 1)^2}. \qquad (369)$$

Как видим, в классических системах сложных телескопов e_2^2 всегда больше нуля; иначе говоря, вторичное зеркало может быть гиперболоидом, параболоидом или эллипсоидом и никогда не может быть сплюснутым сфероидом.

Замечательно также, что e_2^2 зависит только от β, т. е. от соотношения (357) отрезков s и s', и никак не зависит от α, определяющего относительный размер вторичного зеркала.

Придавая β различные численные значения, построим на рис. 127 кривую e_2^2 как функцию β.

При $\beta = 0$ осуществляется система Мерсена (первая или вторая), требующая для вторичного зеркала параболической формы поверхности.

Системы Мерсена являются границами как для зафокальных, так и для предфокальных систем, разделяющихся в свою очередь на удлиняющие и укорачивающие.

Во всех зафокальных системах вторичное зеркало имеет форму эллипсоида вращения ($0 < e_2^2 < 1$); во всех предфокальных системах оно имеет форму гиперболоида вращения ($e_2^2 > 1$).

Кроме двух систем Мерсена, классическая оптика знала только две сложные системы — Грегори и Кассегрена, принадлежащие обе к областям удлиняющих систем, и не использовала обеих областей укорачивающих систем.

Кривые e_2^2 рис. 127 ничего не говорят о трудности изготовления вторичных зеркал, т. е. об их асферичности δ°_{max}.

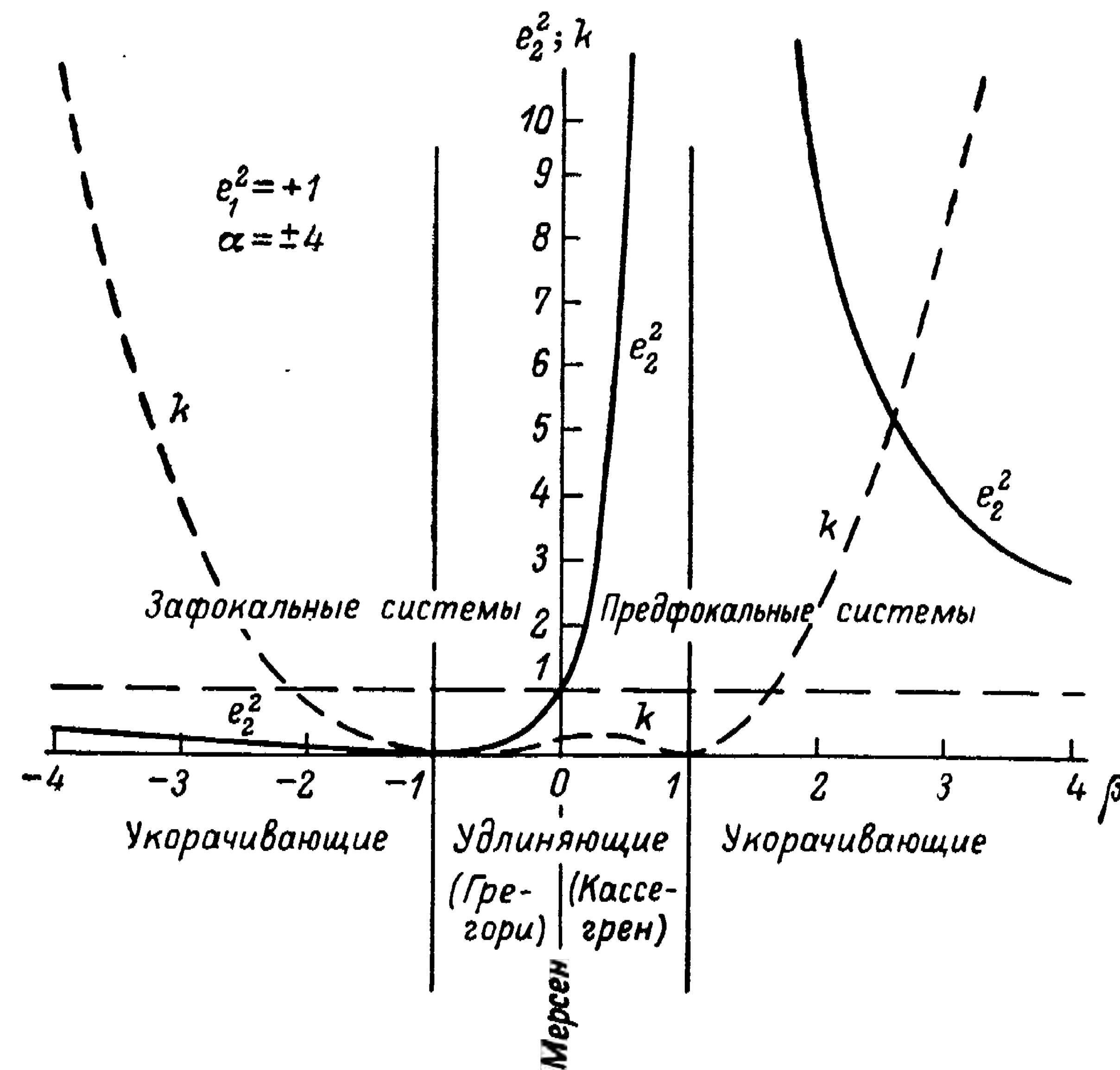


Рис. 127.

Наибольшее отклонение поверхности вращения конического сечения от ближайшей сферы имеет место, как мы помним, на зоне $y_0 = H(\sqrt{2}/2) = D(\sqrt{2}/4)$ и выражается формулой

$$\delta^\circ_{max} \approx \frac{H^4}{32\mathring{R}^3} e^2 = \frac{D^4}{512\mathring{R}^3} e^2. \qquad (370)$$

Поэтому для вторичного зеркала и с учетом выражений (356), (359) и (369) асферичность принимает вид

$$(\delta_2^\circ)_{max} \frac{H_1^4(\beta-1)(\beta+1)^2}{32\alpha\mathring{R}_1^3}, \qquad (371)$$

где H_1 и $\mathring{R}_1$ — полудиаметр и радиус кривизны главного зеркала.

Так как асферичность главного зеркала равна

$$(\delta_1^\circ)_{max} = \frac{H_1^4}{32\mathring{R}_1^3}, \qquad (372)$$

то асферичность вторичного зеркала удобно оценивать коэффициентом k, равным отношению выражений (371) и (372):

$$k = \frac{(\beta-1)(\beta+1)^2}{\alpha}. \qquad (373)$$

Чем больше α, тем меньше размеры вторичного зеркала, а вместе с тем и его асферичность при заданном β.

Мы помним, что при $\alpha < 3$ заметно страдает качество дифракционного изображения, что вызывается значительным экранированием главного зеркала вторичным.

С другой стороны, чрезмерно большие значения для $\pm\alpha$ невыгодны по конструктивным соображениям.

Практика устанавливает для параметра α значение, близкое к ± 4. Остановившись на этом значении, вычислим абсолютные величины k для различных значений β и изобразим их в виде пунктирной кривой на рис. 127 в том же масштабе, что и кривая e_2^2.

Имея основное вогнутое параболическое зеркало данного диаметра и светосилы, можно сочетать его с любым вторичным зеркалом, e_2^2 которого находим на рис. 127 в зависимости от параметра β; если принять за единицу асферичность главного зеркала, то асферичности вторичных зеркал при $\alpha = \pm 4$ выразятся коэффициентом k того же рисунка.

Как видим, асферичности вторичных зеркал могут во много раз превосходить асферичность главного параболического зеркала в системах укорачивающих; в системах же удлиняющих асферичность $(\delta_2^\circ)_{max}$ всегда меньше асферичности $(\delta_1^\circ)_{max}$.

Системы Грегори оказываются несколько благоприятнее систем Кассегрена в отношении величины асферичности вторичного зеркала.

В системах Грегори вторичное зеркало имеет форму эллипсоида вращения, тогда как в системах Кассегрена — форму гиперболоида вращения.

Как видим, в области β от -2 до $+1.5$ (приблизительно) ретушь вторичных зеркал не представляет собою каких-либо особых трудностей по сравнению с ретушью главного зеркала, и если мы владеем искусством придать точную форму последнему, то тем более это справедливо для вторичных зеркал в указанной области β, если только исследование формы обеспечено надежным и точным контрольным методом.

Фокусное расстояние F_y для всей системы выражается уравнением

$$F_y = F_0 + \Delta F_y \approx \frac{\mathring{R}_1}{2\beta} + \frac{y_1^2\beta}{2\mathring{R}_1}. \qquad (374)$$

Таким образом, в классических сложных системах телескопов кома не исправлена.

Выражение (374) можно представить в виде

$$F_y = F_0 + \frac{y_1^2}{4F_0}. \qquad (375)$$

Сличая выражения (375) и (159), устанавливаем интересное свойство сложных систем с параболическим главным зеркалом: у них кома такая же, как и у одиночного параболоида

с фокусным расстоянием F. Поэтому коэффициент комы в рассмотренных системах по-прежнему равен

$$K_{II} = \frac{1}{4} \tag{376}$$

и ρ_{II}, определяющее размеры пятна комы, по-прежнему равно

$$\rho_{II} = \frac{1}{16} A_1^2 w f, \tag{377}$$

где

$$A_1 = \frac{D}{F} \tag{378}$$

есть относительное отверстие сложной системы.

Поэтому в удлиняющих системах, к каковым принадлежат системы Грегори и Кассегрена, кома меньше снижает качество изображения, чем в одиночно использованном их главном зеркале, и наоборот в системах укорачивающих.

В системах Мерсена, где $A_1 = 0$, кома равна нулю. Автор этих систем, конечно, и не подозревал о таком замечательном их свойстве.

Если первоначальная оптическая мысль не шла дальше сложных систем из двух зеркал, каждое из которых было стигматическим для своих сопряженных расстояний, заданных оптической схемой телескопа, то теперь мы можем отойти от этого упрощения задачи и применить к о м п е н с а ц и о н н ы й п р и н ц и п, сочетая два (или больше) зеркала такой формы, что хотя порознь они и не стигматичны для заданных оптической схемой сопряженных расстояний, но вся система в целом освобождена от сферической аберрации в фокусе F_1, где образуется окончательное изображение бесконечно удаленного объекта.

Выражение (367) позволяет, как мы помним, подобрать для вторичного зеркала такую форму поверхности (e_2^2), что при заданных параметрах положения (α и β) и при заданной форме поверхности (e_1^2) главного зеркала система свободна от сферической аберрации.

Кроме частного случая ($e_1^2 = 1$) рассмотренных выше классических систем, здесь представляют интерес несколько новых частных случаев. Рассмотрим два из них.

А. Случай главного зеркала сферической формы

Положив $e_1^2 = 0$ в выражении (367), находим форму поверхности вторичного зеркала для этого случая:

$$e_2^2 = \frac{(\beta - 1)(\beta + 1)^2 + \alpha}{(\beta - 1)^3}. \tag{379}$$

Изобразим величину e_2^2 графически на рис. 128, подобном рис. 127; для получения однозначного решения примем, как было

рекомендовано выше, $\alpha = +4$ для систем предфокальных и $\alpha = -4$ для систем зафокальных.

Как видим, предфокальные удлиняющие системы требуют в этом случае вторичного выпуклого зеркала с поверхностью в форме сплюснутого сфероида, тогда как остальные системы требуют эллиптической или гиперболической формы поверхностей вторичных зеркал.

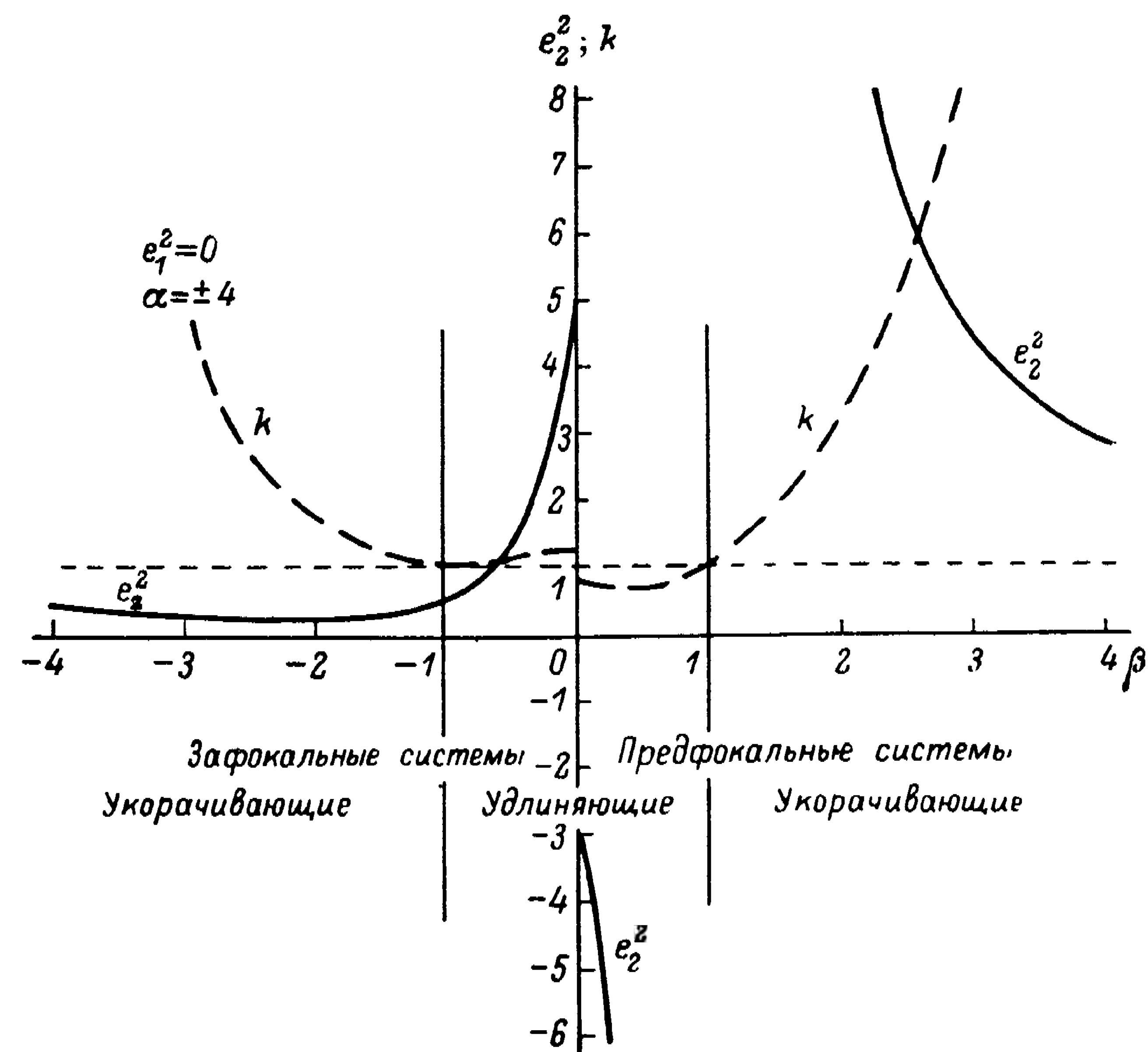


Рис. 128.

Асферичность вторичных зеркал для данного случая определяется уравнением

$$(\delta_2^0)_{\max} = \frac{H_1^4 [(\beta - 1)(\beta + 1)^2 + \alpha]}{32 \alpha R_1^3}. \tag{380}$$

Поэтому коэффициент k, сравнивающий асферичность вторичного зеркала с асферичностью главного зеркала, е с л и б ы о н о б ы л о п а р а б о л о и д о м, равен

$$k = 1 + \frac{(\beta - 1)(\beta + 1)^2}{\alpha}. \tag{381}$$

Приняв $\alpha = \pm 4$, вычисляем k для различных значений β и строим пунктирную кривую k на рис. 128.

Сравнивая рис. 128 и 127, заключаем, что при замене параболического главного зеркала зеркалом сферическим значительно

возрастает асферичность, а вместе с ней и трудности ретуши вторичных зеркал. Впрочем, в удлиняющих системах коэффициент k близок к единице, а это значит, что асферичность вторичного зеркала того же порядка, что и асферичность главного зеркала, если бы оно было параболическим. Но последнему мы придали сферическую форму, желая облегчить трудности его изготовления.

Смысл сложных систем с главным зеркалом сферической формы только в том и состоит, что изготовление основного большого зеркала оказывается очень легким, а контроль его формы обеспечен наиболее простым и чувствительным методом контроля; с возросшими же трудностями изготовления вторичных зеркал мы в этом случае можем примириться, хотя бы уже потому, что эти зеркала имеют сравнительно скромные размеры.

Добившись в системе стигматизма на оси, мы пока ничего не знаем о других оптических свойствах системы и прежде всего о ее коме; этот вопрос будет рассмотрен в дальнейшем.

Б. Случай вторичного зеркала сферической формы

Вторичному зеркалу легко придать точную заданную форму, если эта форма представляет собой сферу или вогнутый эллипсоид, так как для таких форм поверхностей в нашем распоряжении имеются простые и надежные методы контроля.

Для асферических поверхностей других форм не существует таких контрольных методов, а потому приходится применять методы менее совершенные, удорожающие работу и не обеспечивающие надлежащих точностей изготовления зеркальных поверхностей.

Поэтому понятна желательность замены асферических вторичных зеркал зеркалами сферическими. Посмотрим, что в этом случае произойдет.

Приняв в выражении (367) $e_2^2=0$, находим для квадрата эксцентриситета главного зеркала

$$e_1^2 = 1 + \frac{(\beta - 1)(\beta + 1)^2}{\alpha}. \qquad (382)$$

Но последнее выражение численно равно k выражения (381), а потому кривая k рис. 128 в то же время изображает e_1^2 выражения (382).

Здесь большой практический интерес представляют аналоги систем Кассегрена, в которых при сферической форме вторичного зеркала главное зеркало является вогнутым эллипсоидом вращения, имеющим e_1^2, близкое к 0.7; такие эллипсоиды можно надежно и просто исследовать, помещая в одном фокусе M (рис. 65) светящуюся точку, а в другом фокусе M' наблюдая ее изображение.*

При этом длина установки для исследования не оказывается чрезмерно большой; действительно, подставив в выражение (143) $e^2=0.7$, находим, что длина испытательного помещения должна превышать фокусное расстояние главного зеркала приблизительно в 12 раз; для испытательной лаборатории это много и невыгодно, но все же это еще практически осуществимо без больших затруднений.

Асферичность такого эллипсоида будет составлять $\sim$0.7 асферичности эквивалентного параболоида, что в свою очередь облегчит процесс его изготовления.

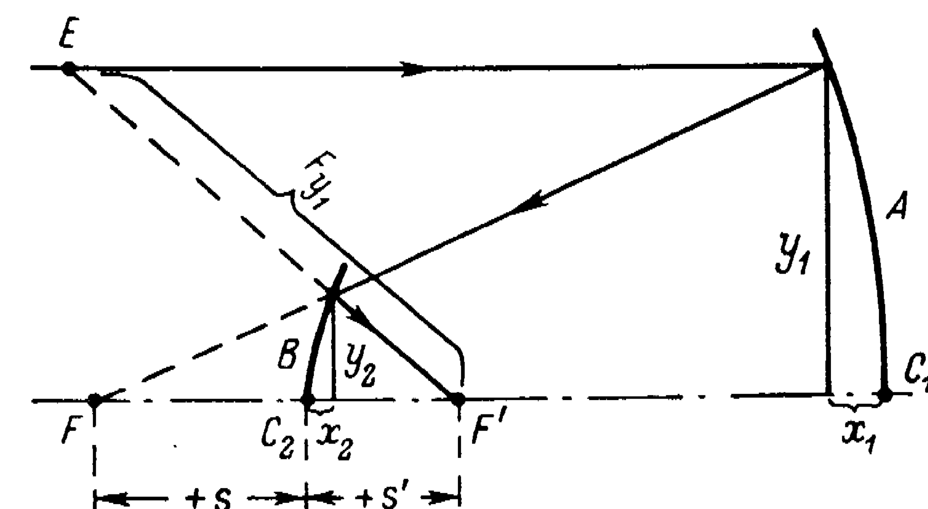


Рис. 129.

Таким образом, удлиняющие предфокальные системы, требующие эллиптического главного зеркала при сферическом вторичном зеркале, представляют несомненный технологический интерес. Но мы пока не знаем, как они ведут себя в отношении комы.

Для решения этого вопроса определим в общем виде кому сложных систем из двух зеркал, удовлетворяющих условию стигматизма на оси, для чего обратимся к рис. 129, на котором: A — главное зеркало, заданное величинами $\mathring{R}_1$, e_1^2, y_1; B — вторичное зеркало, заданное величинами $\mathring{R}_2$ (359), e_2^2, (367) и параметрами положения α и β (356) и (357). Фокусное расстояние для зоны y_1 равно отрезку EF_1.

Опуская длинный ряд подстановок и преобразований, даем выражение для F_y в следующем виде:

$$F_{y_1} = F_0 + \Delta F_{y_1} \approx -\frac{\mathring{R}_1}{2\beta} + \frac{y_1^2}{4\mathring{R}_1\beta}\left[1 - 2\beta^2 - \alpha + e_1^2(\alpha - 1)\right]. \qquad (383)$$

Отсюда

$$\frac{\Delta F_{y_1}}{F_0} \approx \frac{y_1^2\left[1 - 2\beta^2 - \alpha + e_1^2(\alpha - 1)\right]}{8F_0^2\beta^2}. \qquad (384)$$

* За рубежом эти системы получили название систем Далла—Киркхема, хотя были предложены Д. Д. Максутовым в 1932 г., а в США описаны лишь в 1945 г. — *Прим. ред.*

Нетрудно показать, что при $e_1^2 = +1$, т. е. в классических сложных системах с главным зеркалом параболической формы, выражение (384) принимает вид

$$\frac{\Delta F_{y_1}}{F_0} = \frac{y_1^2}{4F_0^2}, \tag{385}$$

знакомый уже нам по выражению (375).

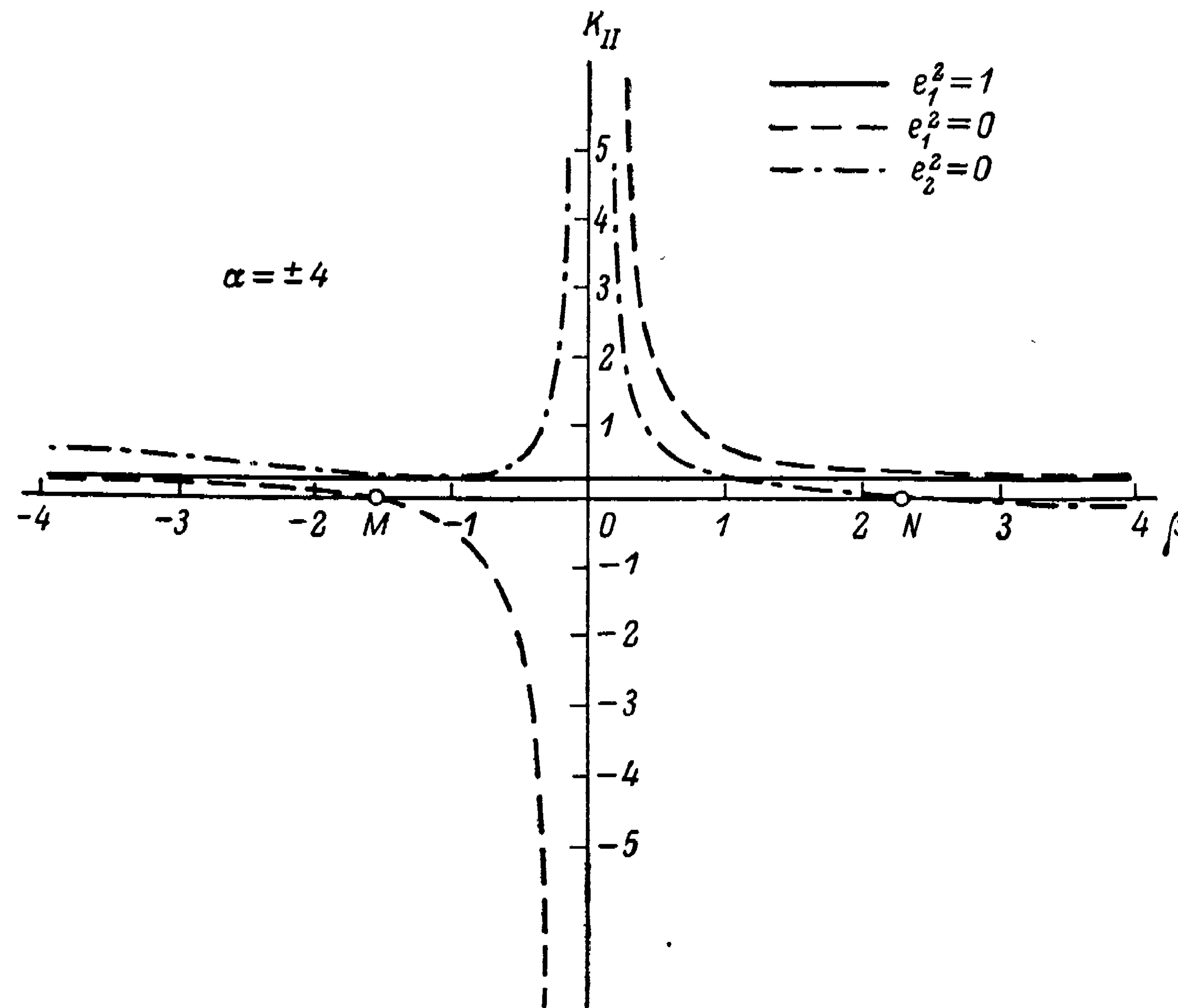


Рис. 130.

В этом частном случае коэффициент комы $K_{II} = 1/4$, тогда как в общем случае сложных систем коэффициент комы принимает вид

$$K_{II} = -\frac{[1 - 2\beta^2 - \alpha + e_1^2(\alpha - 1)]}{8\beta^2}. \tag{386}$$

Параметры положения α и β и квадрат эксцентриситета e_1^2 главного зеркала однозначно определяют систему с исправленной сферической аберрацией, так как $\overset{\circ}{R}_2$ вторичного зеркала вычисляется по выражению (359), а e_2^2 — по выражению (367); вот почему в формулах (383), (384) и (386) отсутствуют величины $\overset{\circ}{R}_2$ и e_2^2.

Воспользовавшись выражениями (386) и (382), вычислим коэффициенты комы для систем с главным зеркалом сферической формы ($e_1^2=0$) и систем с вторичным зеркалом сферической формы ($e_2^2=0$) и сравним их с системами, в которых главное зеркало — параболоид, т. е. в которых $K_{II} = 1/4$. Такое сравнение выполнено на рис. 130 в виде трех кривых K_{II}, соответствующих трем случаям:

$$e_1^2 = 0, \quad e_2^2 = 0, \quad e_1^2 = 1.$$

При вычислениях, как и прежде, было принято $\alpha = \pm 4$.

При $e_1^2 = 1$ коэффициент комы выражен горизонтальной линией с ординатами $y = 0.25$. При $e_1^2 = 0$ (главное зеркало сферической формы) пунктирная кривая K_{II} проходит через нуль в области зафокальных укорачивающих систем. Это значит, что в данной области имеется решение, дающее апланатическую систему при главном зеркале сферической формы; такому решению соответствует точка M рис. 130.

При $e_2^2 = 0$ (вторичное зеркало сферической формы) точечно-пунктирная кривая K_{II} проходит через нуль в области предфокальных укорачивающих систем, где имеется решение для апланатической системы с вторичным зеркалом сферической формы; отметим такое решение точкой N на рис. 130.

Таким образом, в одних случаях сложная зеркальная система с исправленной сферической аберрацией может обладать весьма значительной комой, в других — незначительной комой и в третьих — исправленной комой. Для астрономических исследований в высшей степени интересны зеркальные системы с исправленной комой, а потому мы и перейдем к более детальному изучению зеркальных апланатических телескопов.

21. АПЛАНАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ НЕПЛОСКИХ ЗЕРКАЛ

Апланатические чисто зеркальные телескопы представляют огромный интерес для современной астрономии, во-первых, потому что они абсолютно ахроматичны, и, во-вторых, потому, что их диаметр и определяемая им разрешающая и проницающая способность могут быть неограниченно большими. В таких телескопах предел росту диаметра ставят не остаточные аберрации, не светопоглощение и не неоднородность стекла, как это имеет место в рефракторах, а технические и экономические соображения.

Условие апланатической зеркальной системы выполняется, конечно, в первом приближении, если K_{II} выражения (386) равно нулю.

В этом случае

$$e_1^2 = 1 + \frac{2\beta^2}{\alpha - 1}; \tag{387}$$

e_1^2 может быть равно единице, а главное зеркало иметь параболическую форму лишь в одном случае, когда $\beta = 0$. Но при $\beta = 0$ система превращается в афокальную систему Мерсена, пригодную для питания бесщелевых спектрографов, но непригодную для фотографических и визуальных телескопов.

Поэтому в апланатическом телескопе главное зеркало может иметь поверхность формы любого конического сечения, но только не параболоида.

Подстановка (387) в выражение (367) позволяет определить форму поверхности вторичного зеркала апланатического телескопа:

$$e_2^2 = \frac{(\beta - 1)(\beta + 1)^2 - 2\beta^2 \frac{\alpha}{\alpha - 1}}{(\beta - 1)^3}. \qquad (388)$$

Приняв по-прежнему $\alpha = \pm 4$, вычисляем и строим на рис. 131 кривые e_1^2 и кривые e_2^2 апланатического телескопа. На кривых

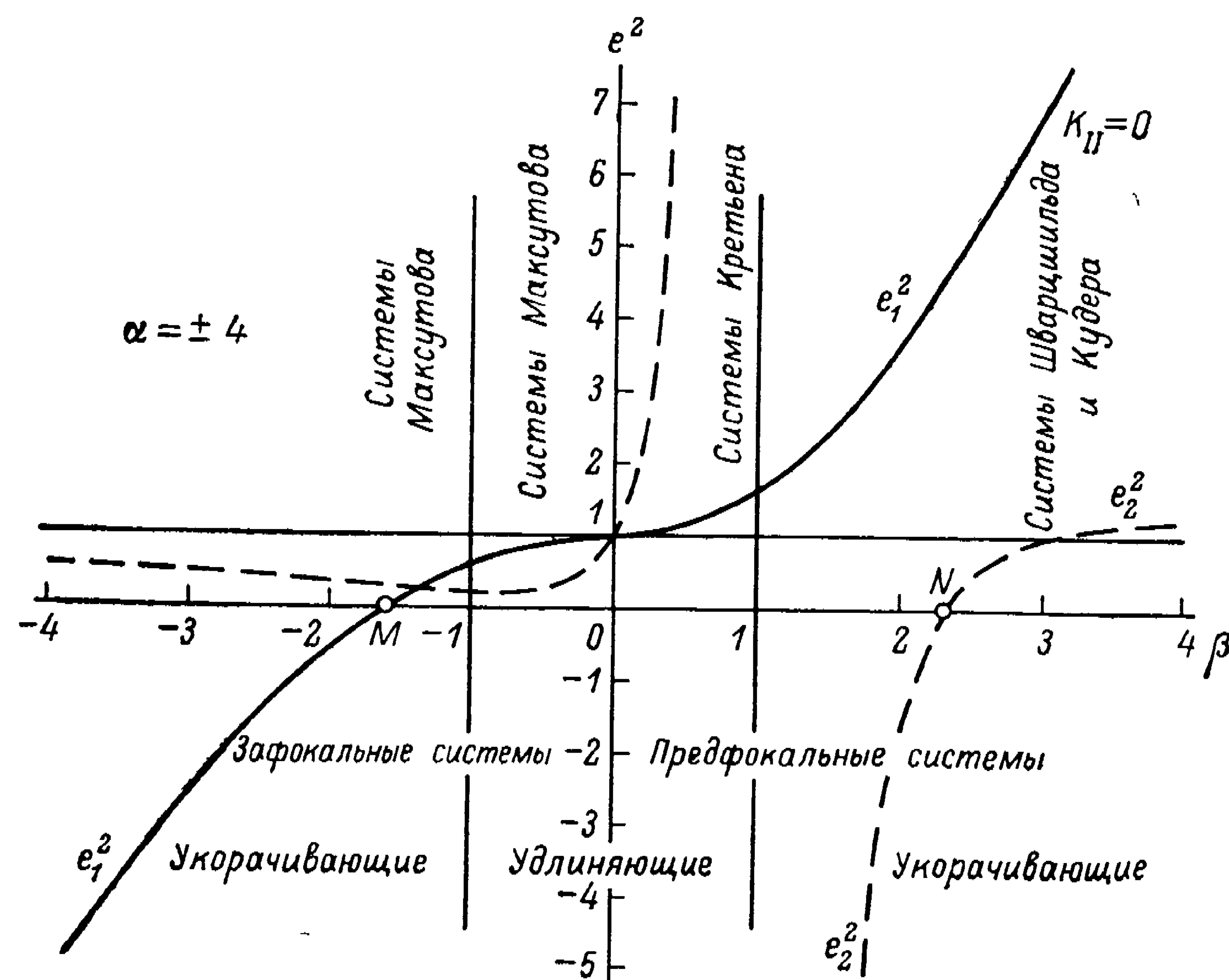


Рис. 131.

рисунка мы находим два упоминавшихся выше решения, M и N, в которых либо главное, либо вторичное зеркало обладает сферической формой поверхности.

В то время как все предфокальные системы требуют для главного зеркала гиперболической формы поверхности ($e_1^2 > 1$), системы зафокальные (удлиняющие — во всех случаях, а укорачивающие — в некоторых) могут быть составлены из двух вогнутых зеркал эллиптической формы; а такие зеркала удается точно изготовить, так как для них существует отличный и простой контрольный метод, позволяющий исследовать каждое зеркало в отдельности и без посредства вспомогательных зеркал. Такие

апланатические системы должны оказаться на практике наиболее точными и наиболее дешевыми.

Апланатические зеркальные телескопы были изобретены только в XX в. В 1905 г. Шварцшильд* разработал теорию и предложил схему апланатического телескопа, представляющего собою укорачивающую предфокальную систему рис. 131. В этой системе, кроме сферической аберрации и комы, Шварцшильд устранил кривизну поля, что выгодно в смысле возможности производить фотографирование на плоских пластинках; но астигматизм в системе Шварцшильда остался неисправленным, а потому и ограничивал размеры полезного поля и светосилу инструмента.

А. Кудер в 1926 г. решил совершенно правильно, что если в апланатическом телескопе не удается одновременно исправить кривизну поля и астигматизм, то уже лучше освободиться от последнего, мирясь с неизбежной кривизной поля. Действительно, при неисправленном астигматизме никакими способами не получить удовлетворительного изображения на значительном расстоянии от оси, тогда как при неисправленной кривизне поля, во-первых, можно применять кривые пластинки или пленки, изогнутые по кривизне поля, и, во-вторых, с помощью линзы Пиацци-Смита (1873 г.). устанавливаемой непосредственно перед пластинкой, всегда можно исправить кривизну поля и получить таким образом резкие для всего поля изображения. Рассчитав при таком условии предфокальную укорачивающую систему с исправленными сферической аберрацией, комой и астигматизмом, но с неустраненной кривизной поля, А. Кудер создал более совершенный аналог системы Шварцшильда.

В 1922 г. Кретьен** предложил апланатическую предфокальную удлиняющую систему, т. е. имеющую ту же оптическую схему, что и телескоп Кассегрена. Но для достижения апланатизма, как это видно из рис. 131, здесь главное зеркало должно быть гиперболоидом.

В 1923—1924 гг. я занялся исследованием систем из двух зеркал, ничего не подозревая о работах не только Кретьена, но и Шварцшильда. Уже в 1924 г. я разработал излагаемую здесь теорию систем из двух зеркал и сделал доклад в Одесском отделении Общества любителей мироведения об апланатических телескопах. Опубликовать эти работы по объективным условиям мне удалось лишь значительно позже.*** В этом исследовании системы Шварцшильда и Кретена занимают свое место как частные

---

* K. Schwarzschild. Untersuchungen zur geometrischen Optik. II. — Astron. Mitt. d. kgl. Sternwarte zu Göttingen, Teil 10, Göttingen, 1905.

** H. Chrétien. Le télescope de Newton et le télescope aplanétique. — Rev. d'optique, 1922, t. 1, p. 13, 49.

*** Д. Максутов. Анаберрационные отражательные поверхности и системы и новые способы их испытания. — Тр. ГОИ, 1932, вып. 86.

случаи задачи, решаемой в общем виде для любых возможных сочетаний главного и вторичного зеркал телескопа.

Если апланатические предфокальные системы были известны до моих работ, то на апланатические зафокальные системы пока никто не оспаривал моего авторства.

В то же время последние системы, как было показано выше, имеют наибольший практический интерес, так как их вогнутые эллиптические зеркала могут быть изготовлены просто, точно и дешево.

Из трех таких спроектированных телескопов только один был исследован по звездам и проявил все преимущества апланатической системы; два других телескопа должны были вступить в строй летом 1941 г., но война законсервировала эту работу. Наибольший из них, построенный для Ереванской обсерватории* и, кстати сказать, достаточно солидно оформленный в части механики, имеет диаметр отверстия 400 мм и относительное отверстие около 1 : 3.2.

Его оптическая схема приведена на рис. 132, *а*, которая затем усложнена добавлением диагонального зеркала C, введенного по конструктивным соображениям (рис. 132, *б*). Излом оси с помощью зеркальца C позволяет увеличить размеры зеркала B, что оказывается выгодным для остаточных аберраций и не вызывает при этом чрезмерного экранирования пучка; кроме того, при такой конструкции фотопластинка, расположенная в фокусе F', не подвергается вуалирующей засветке паразитными лучами света. На рис. 132, *б*, жирными линиями изображены схематические контуры инструмента.

Приведем конструктивные элементы системы ереванского апланатического телескопа:

$$\left.\begin{array}{l} \text{зеркало } A\text{: } D_1 = 400, \quad \mathring{R}_1 = 1600, \quad e_1^2 = 0.71065; \\ \text{зеркало } B\text{: } D_2 = 270, \quad \mathring{R}_2 = 579.19, \quad e_2^2 = 0.16788; \\ \text{система в целом } \left\{ \begin{array}{l} s = -470.59, \; s' = +752.94, \; \Delta = 1270.59, \\ \alpha = -1.7, \; \beta = -0.6, \; F = 1280, \; A_1 = 1:3.2. \end{array} \right. \end{array} \right\} \quad (389)$$

Сферическая аберрация в системе исправлена безупречно; остаточная кома ничтожно мала; астигматизм того же порядка, что и в эквивалентном одиночном параболическом зеркале, зато кривизна поля исправлена удовлетворительно, а потому фотографирование производится на плоских пластинках. В дальнейшем, по примеру А. Кудера, следует поискать решения с исправлением астигматизма системы.

Приведенная здесь апланатическая система является одним из возможных вариантов и притом, как показали исследования, далеко не наилучшим.

* Ныне это Бюраканская астрофизическая обсерватория АН Арм. ССР. — *Прим. ред.*

Попробуем произвести сравнительную оценку трудности ретуши зеркал в апланатических телескопах различных систем. Но здесь мы сразу же сталкиваемся с неопределенностью: по какому признаку считать одну систему эквивалентной другой. Укажем на две принципиально различные эквивалентности:

1) две системы одинакового диаметра эквивалентны, если имеют одинаковое относительное отверстие $A_1 = D/F$, — это принцип эквивалентности светосил инструментов;

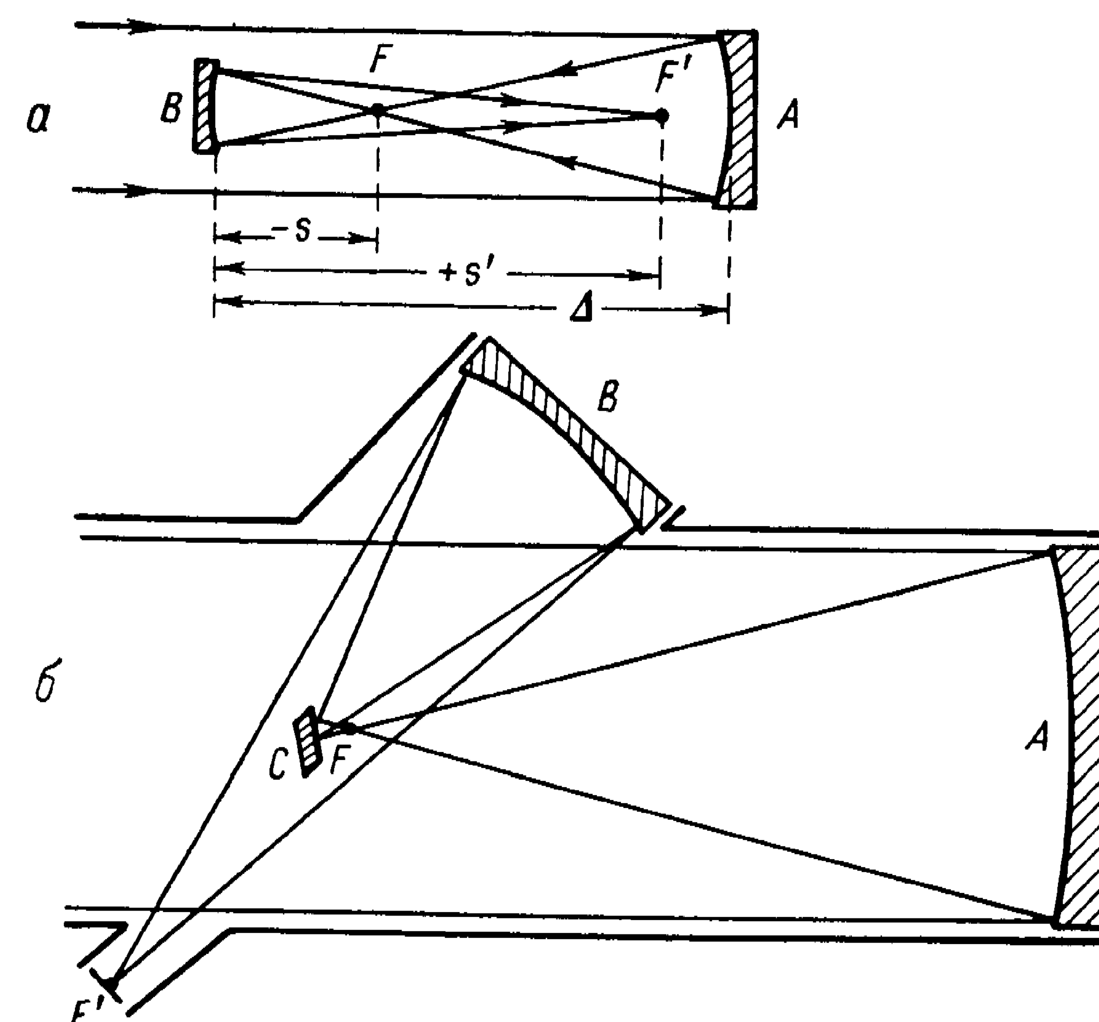


Рис. 132.

2) две системы одинакового диаметра эквивалентны, если имеют одинаковую длину инструмента, лучше всего характеризующуюся расстоянием Δ между вершинами главного и вторичного зеркал, — это принцип эквивалентности габаритов инструментов.

Поэтому проведем сравнение асферичностей зеркал различных систем апланатических телескопов раздельно по каждому из двух принципов; но прежде выпишем для удобства расчетов сводную таблицу формул конструктивных элементов апланатических систем (табл. 65).

Проведем сперва сравнение, построенное на принципе эквивалентности светосил систем. За образец сравнения примем параболическое зеркало диаметра D и относительного отверстия

$$A = \frac{D}{f}. \qquad (390)$$

У такого зеркала согласно (370) асферичность определяется величиной

$$\delta^\circ_{max} = \frac{D^4}{512\mathring{R}_1^3} = \frac{D^4}{4096 f^3} = \frac{DA^3}{4096}. \qquad (391)$$

Примем последнюю величину за единицу для измерения асферичностей главных и вторичных зеркал апланатических систем, имеющих такие же диаметр и относительное отверстие, что и взятый за образец одиночный параболоид ($D_1 = D$; $A_1 = A$). Но в таком случае из (390) и табл. 65, строки 10 получаем

$$\mathring{R}_1 = 2f\bar\beta, \qquad (392)$$

где $\bar\beta$ есть абсолютная величина β.

Таблица 65

№ п.п.	Конструктивные элементы	Формула
1	Квадрат эксцентриситета главного зеркала	$e_1^2 = 1 + \frac{2\beta^2}{\alpha - 1}$
2	Квадрат эксцентриситета вторичного зеркала	$e_2^2 = \frac{(\beta+1)^2}{(\beta-1)^2} - \frac{2\beta^2}{(\beta-1)^3}\frac{\alpha}{(\alpha-1)}$
3	Параметр положения вторичного зеркала	$\alpha = \frac{\mathring{R}_1}{2s_0} \approx \frac{y_1}{y_2}$
4	Параметр положения фокуса системы	$\beta = \frac{s_0}{s_0'}$
5	Сопряженные отрезки	$s_0 = \frac{\mathring{R}_1}{2\alpha}$, $s_0' = \frac{\mathring{R}_1}{2\alpha\beta}$
6	Радиус кривизны при вершине вторичного зеркала	$\mathring{R}_2 = \frac{\mathring{R}_1}{\alpha(\beta-1)}$
7	Расстояние между вершинами зеркал	$\Delta = \frac{\mathring{R}_1}{2}\left(\frac{\alpha-1}{\alpha}\right)$
8	Фокусное расстояние системы	$F = \frac{\mathring{R}_1}{2\beta}$
9	Диаметр отверстия системы	$D_1 = 2H_1$
10	Относительное отверстие системы	$A_1 = D_1 : F = \frac{2D_1\beta}{\mathring{R}_1}$

Поэтому конструктивные элементы s_0, s_0', $\mathring{R}_2$ и Δ табл. 65 примут следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} s_0 &= \frac{f\bar\beta}{\alpha}, \quad s_0' = \frac{s_0}{\beta}, \\ \mathring{R}_2 &= \frac{2f\bar\beta}{\alpha(\beta-1)}, \quad \Delta = f\bar\beta\frac{\alpha-1}{\alpha}, \end{aligned}\right\} \qquad (393)$$

где $\bar\beta$ есть абсолютная величина β.

Асферичность главного зеркала согласно (370), (392) и табл. 65, строка 1 может быть представлена в виде

$$(\delta_1^\circ)_{max} = \frac{D_1^4 e_1^2}{512\mathring{R}_1^3} = \frac{D_1^4\left(1 + \frac{2\beta^2}{\alpha-1}\right)}{4096 f^3\bar\beta^3}. \qquad (394)$$

Обозначим через a_1 отношение формул (394) и (391), т. е. введем коэффициент

$$a_1 = \frac{(\delta_1^\circ)_{max}}{\delta^\circ_{max}}, \qquad (395)$$

характеризующий величину асферичности главного зеркала системы, измеренной в асферичности эквивалентного параболоида, принятой за единицу. Так как $D_1 = D$, то

$$a_1 = \frac{1}{\bar\beta}\left(\frac{1}{\bar\beta^2} + \frac{2}{\alpha-1}\right). \qquad (396)$$

Таким же образом для вторичного зеркала, если его диаметр равен D_2, найдем

$$(\delta_2^\circ)_{max} = \frac{D_2^4 e_2^2}{512\mathring{R}_2^3} = \frac{D_2^4\alpha^3\left[(\beta+1)^2(\beta-1) - 2\beta^2\frac{1}{\alpha-1}\right]}{4096 f^3\bar\beta^3}, \qquad (397)$$

откуда коэффициент

$$a_2 = \frac{(\delta_2^\circ)_{max}}{\delta^\circ_{max}} = \frac{D_2^4\alpha^3\left[(\beta+1)^2(\beta-1) - 2\beta^2\frac{\alpha}{\alpha-1}\right]}{D^4\bar\beta^3}. \qquad (398)$$

Диаметр D_2 зависит не только от параметра положения α, но и от размеров поля; при весьма малых невиньетируемых полях D_2 в пределе равно

$$\bar{D}_2 = \frac{D_1}{\alpha} = \frac{D}{\alpha}. \qquad (399)$$

Для однозначности решения примем для D_2 последнюю величину и, подставив ее в формулу (398), найдем

$$a_2 = \frac{1}{\bar\beta}\left[\frac{(\beta+1)^2(\beta-1)}{\alpha\beta^2} - \frac{2}{\alpha-1}\right]. \qquad (400)$$

Вычислим a_1 (396) и a_2 (400) для различных значений параметра β и для одного значения $\alpha = \pm 4$. Кривые a_1 и a_2 изобразим на рис. 133.

Как и следовало ожидать, укорачивающие системы требуют малых асферичностей зеркал, а удлиняющие — больших, и в этом смысле первые выгоднее вторых в случае, когда от инструмента требуется наивысшая светосила.

Но укорачивающие системы менее выгодны в конструктивном отношении, так как требуют расположения кассеты с пластинкой

внутри трубы; кассета в значительной степени экранирует действующие пучки лучей, а чтобы уменьшить это экранирование, приходится снижать численное значение параметра α с $\alpha = \pm 4$, как было принято нами, часто до $\alpha \approx \pm 2.5$ и даже до $\alpha \approx \pm 2$; при этом сильно возрастают размеры вторичного зеркала, а вместе с тем и его экранирующее действие. В зависимости от размеров поля конструктор ищет для укорачивающих систем такое оптимальное решение, при котором экранирующее действие кассетной части и вторичного зеркала приблизительно одинаковое.

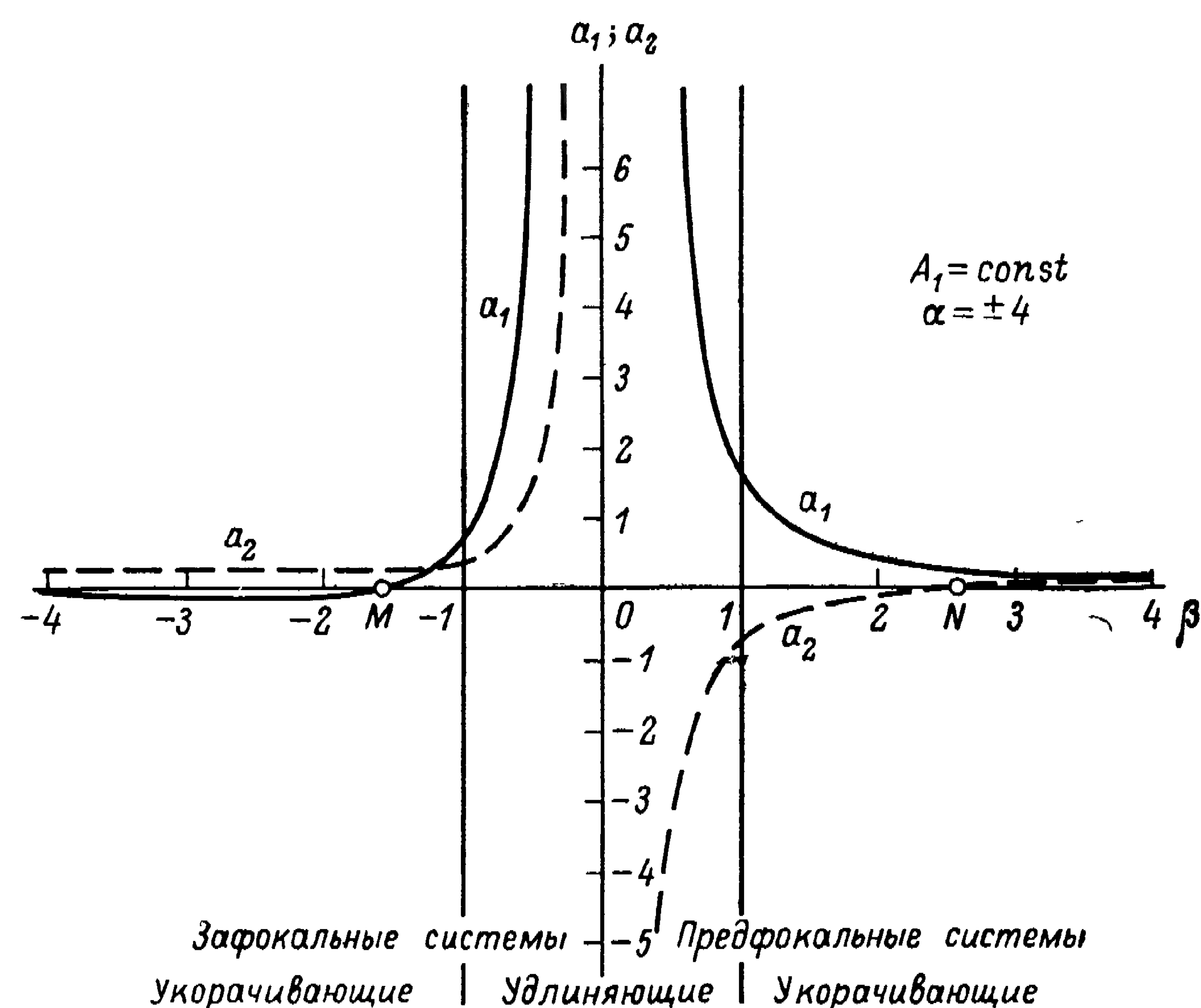


Рис. 133.

На рис. 133 снова фигурируют частные случаи решений M и N, при которых одно из зеркал имеет сферическую форму поверхности.

Повторяя вычисления и строя соответственные кривые для различных значений параметра α, отличных от $\alpha = \pm 4$, мы получаем полное представление о свойствах апланатических телескопов различных систем и конструкций и выбираем из них наивыгоднейшие с тех или других точек зрения. Читатель может повторить такие вычисления и построить кривые рис. 128, 130, 131, 133, приняв, например, $\alpha = \pm 2$ как параметр, благоприятный для конструктора и неблагоприятный для экранирования и для качества дифракционных изображений.

Анализ кривых рис. 133 обнаруживает относительное преимущество зафокальных систем (систем автора) перед системами

предфокальными; в области удлиняющих систем это преимущество относится как к главному, так и к вторичному зеркалу.

Некоторый теоретический интерес представляет собой случай, для которого $\beta = +1$ и на который, как будто, никто не обращал внимания.

При $\beta = +1$ апланатический телескоп, как это следует из табл. 65, имеет

$$\left.\begin{aligned} &\mathring{R}_2 = \infty, && e_2^2 = \infty, \\ &e_1^2 = 1 + \frac{2}{\alpha - 1}, && F = \frac{\mathring{R}_1}{2} = f. \end{aligned}\right\} \tag{401}$$

Так как $\mathring{R}_2 = \infty$, то телескоп принадлежит к типу «кольцевых», однако вторичное зеркало в нем не плоскость, а деформированная плоскость, главное же зеркало — гиперболоид, так как $\alpha > 1$, а потому и $e_1^2 > 1$.

На рис. 134 представлен такой апланатический кольцевой телескоп автора с поверхностями зеркал в утрированном виде: α принято близким к $+2.2$.*

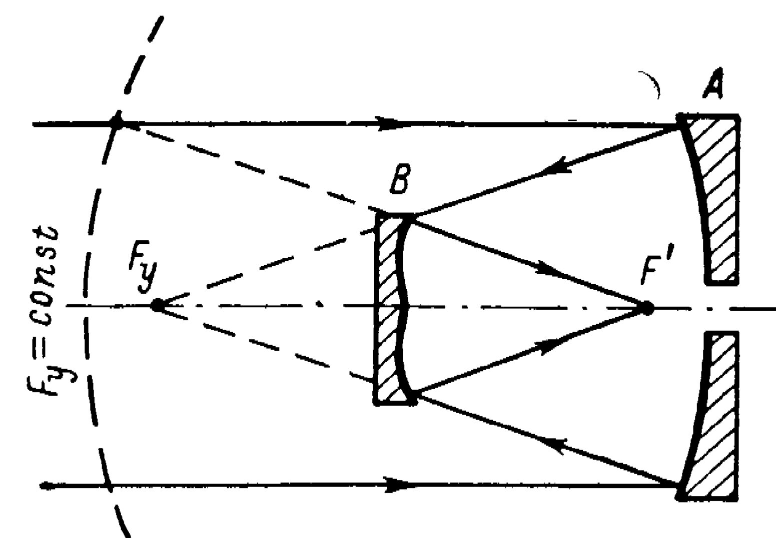


Рис. 134.

Теперь проведем сравнение апланатических систем, построенное на принципе эквивалентности их габаритов.

За образец сравнения примем одиночное параболическое зеркало диаметра D и фокусного расстояния $f = \mathring{R}/2$, причем за меру длины Δ инструмента примем с достаточным правдоподобием фокусное расстояние зеркала:

$$\Delta = f = \frac{\mathring{R}}{2}. \tag{402}$$

У такого зеркала асферичность определяется величиной

$$\delta^*_{\max} = \frac{D^4}{512\mathring{R}^3}. \tag{403}$$

Апланатическая система должна, по нашему условию, иметь ту же длину Δ, определяемую для нее как расстояние между вершинами двух зеркал. Но в этом случае из выражения (402) и табл. 65, строки 7 находим

$$\mathring{R}_1 = \frac{\mathring{R}\alpha}{\alpha - 1}, \tag{404}$$

* Деформированное плоское зеркало принято называть планоидным. Ряд систем с планоидным зеркалом исследовал В. Н. Чуриловский (см., например: В. Н. Чуриловский, Т. П. Смильтнек. Исследование и расчет планоидного зеркала. — Изв. вузов, Приборостроение, 1958, № 2). — *Прим. ред.*

после чего апланатическая система таких же диаметра и длины инструмента, что и простой телескоп с параболическим зеркалом, может быть задана следующими конструктивными элементами:

$$\left.\begin{aligned} s_0 &= \frac{\mathring{R}}{2(\alpha-1)}, & \mathring{R}_2 &= \frac{\mathring{R}}{(\beta-1)(\alpha-1)}, \\ s_0' &= \frac{\mathring{R}}{2\beta(\alpha-1)}, & A_1 &= \frac{2D_1\mathring{\beta}(\alpha-1)}{\mathring{R}\alpha}. \end{aligned}\right\} \tag{405}$$

Для асферичностей главного и вторичного зеркал находим согласно (370), (404), (405) и (356) следующие выражения:

$$(\delta_1^\circ)_{\max} = \frac{D^4(\alpha-1)^3}{512\mathring{R}^3\alpha^3}e_1^2, \tag{406}$$

$$(\delta_2^\circ)_{\max} = \frac{D^4(\beta-1)^3(\alpha-1)^3}{512\mathring{R}^3\alpha^4}e_2^2. \tag{407}$$

Вместо e_1^2 и e_2^2 вводим их значения из табл. 65:

$$(\delta_1^\circ)_{\max} = \frac{D^4(\alpha-1)^3}{512\mathring{R}^3\alpha^3}\left(1+\frac{2\beta^2}{\alpha-1}\right), \tag{408}$$

$$(\delta_2^\circ)_{\max} = \frac{D^4(\alpha-1)^3}{512\mathring{R}^3\alpha^4}\left[(\beta+1)^2(\beta-1)-2\beta^2\frac{\alpha}{\alpha-1}\right]. \tag{409}$$

Выражаем через a_1' и a_2' отношения $(\delta_1^\circ)_{\max}/\delta^\circ_{\max}$ и $(\delta_2^\circ)_{\max}/\delta^\circ_{\max}$:

$$a_1' = \left(\frac{\alpha-1}{\alpha}\right)^3\left(1+\frac{2\beta^2}{\alpha-1}\right), \tag{410}$$

$$a_2' = \left(\frac{\alpha-1}{\alpha}\right)^3\frac{1}{\alpha}\left[(\beta+1)^2(\beta-1)-2\beta^2\frac{\alpha}{\alpha-1}\right]. \tag{411}$$

На рис. 135 изображаем кривые a_1' и a_2', вычисленные в прежнем предположении, что $\alpha = \pm 4$.

При сравнении систем по принципу эквивалентности габаритов оказалось, что преимущество меньших асферичностей в общем находится на стороне предфокальных систем. В этом смысле системы поменялись ролями при переходе от условий рис. 133 к условиям рис. 135.

Вопросы об апланатических телескопах были достаточно подробно рассмотрены, и читатель имеет теперь возможность производить поиски интересных решений и выполнять предварительные расчеты апланатических систем в соответствии с техническим заданием на них. Конечно, этих алгебраических расчетов, базирующихся на теории аберраций третьего порядка, еще недостаточно для того, чтобы считать оптический проект системы законченным. Следует произвести еще тригонометрический расчет системы, который уточнит конструктивные элементы и позволит осуществить систему с наименьшими остаточными аберрациями.

У апланатических зеркальных телескопов огромное будущее, так как только они позволят осуществить сверхмощные и светосильные инструменты с полями первоклассных фотографических изображений, достаточными для практических целей.*

Нужно помнить, что увеличение площади полезного поля в n раз равносильно возможности за одно и то же время работы инструмента и астронома либо накопить в n раз больший фотографический материал, либо в n раз удлинить время экспозиции для одного и того же фотографируемого материала и таким образом повысить проницающую способность инструмента.

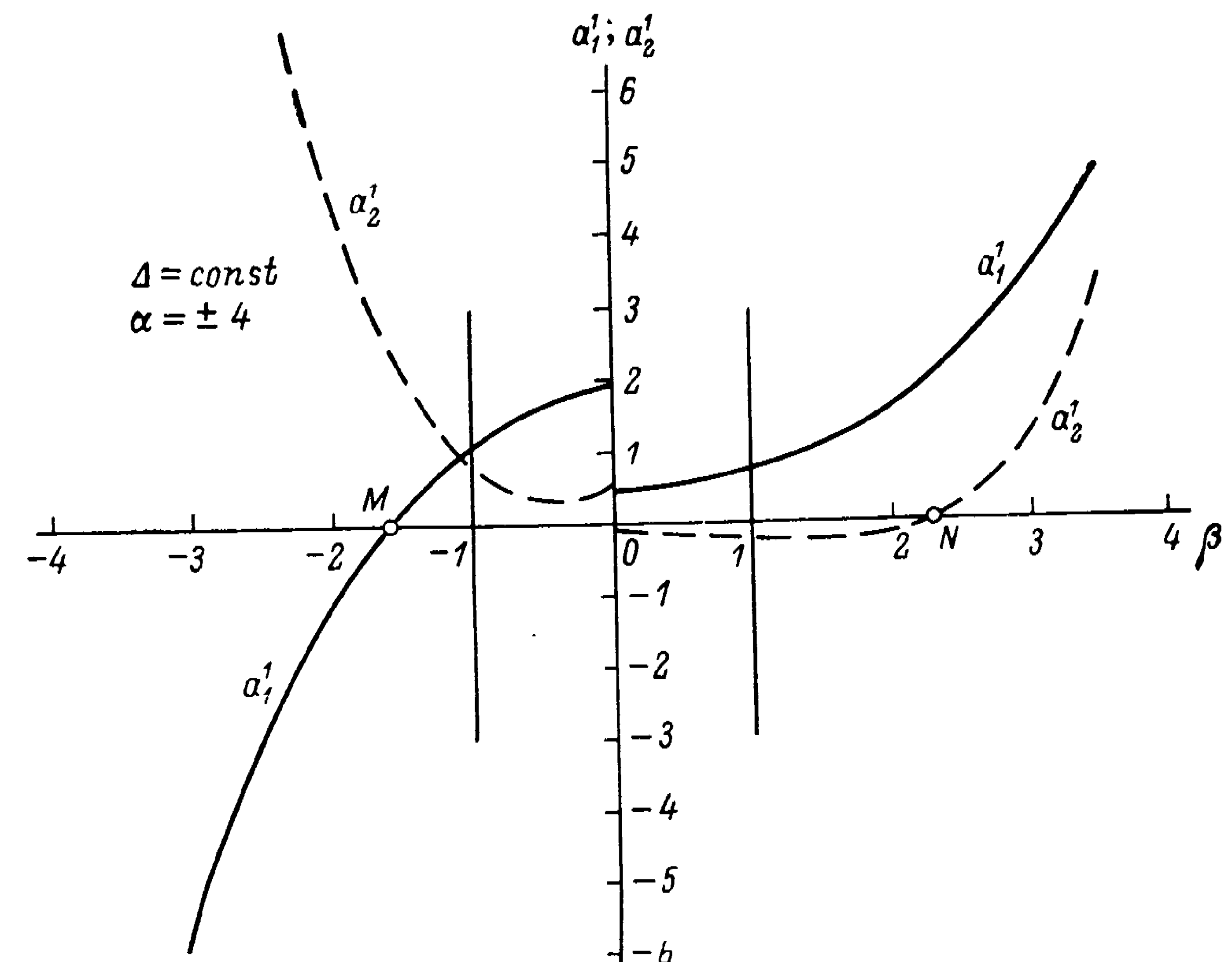


Рис. 135.

Если в обычном (неапланатическом) телескопе полезное поле ограничено комой, то в телескопе апланатическом оно ограничено менее вредной аберрацией — астигматизмом, что благоприятствует значительному увеличению площади полезного поля. Полезное поле может быть еще больше увеличено, если в системе исправлен астигматизм.

В виде иллюстрации произведем сравнение полезных полей апланатического телескопа, конструктивные элементы которого были приведены выше (389), и эквивалентного параболического зеркала, т. е. зеркала, имеющего $D=400$, $A=1:3.2$, $e^2=1$.

---

* Последующие 30 лет полностью подтвердили это пророческое высказывание Д. Д. Максутова. В настоящее время построено и строится большое количество крупных апланатических телескопов диаметром до 4 м. — *Прим. ред.*

У такого параболического зеркала, как это следует из выражения (162), пятно комы имеет в радиальном направлении поля размер

$$3\rho_{II} = 23.4w \text{ мм.} \tag{412}$$

У апланатического телескопа (389) размеры пятен астигматичного изображения, как показывает тригонометрический расчет, равны

$$2b = 510w^2 \text{ мм.} \tag{413}$$

Действие комы параболического зеркала и астигматизма апланатической системы уравнивается, когда $3\rho_{II}=2b$, что наступает для угла

$$w = 0.046 = 2^\circ\!.64, \tag{414}$$

при этом полное поле зрения имеет угол $2w=5^\circ\!.28$. При таком поле

$$3\rho_{II} = 2b = 1.08 \text{ мм,} \tag{415}$$

что совершенно недопустимо для высококачественных астрофотографий.

Будем снижать угол поля зрения до таких значений, при которых, например, $3\rho_{II}=15$ мкм и $2b=15$ мкм, что позволит считать систему достаточно совершенной, «современной» фотографической системой; полученные в этом предположении поля назовем предельными или допустимыми полями и определим их из выражений (412) и (413):

$$w_{\max} = 0.00064 = 2'\!.2 \quad (\text{при } 3\rho_{II} = 15 \text{ мкм}), \tag{416}$$

$$w_{\max} = 0.00172 = 5'\!.9 \quad (\text{при } 2b = 15 \text{ мкм}), \tag{417}$$

Таким образом, поперечник поля безупречных изображений у апланатической системы в 2.68 раза, а площадь поля в 7.2 раза больше, чем у параболического зеркала.

Подсчитанный таким образом выигрыш в площади поля в 7.2 раза говорит в пользу апланатических телескопов, но найденное нами преимущество оказывается сильно преуменьшенным по следующим причинам:

1) взятая в качестве примера апланатическая система является случайной и далеко не наилучшей (по астигматизму) из возможных;

2) как мы помним, симметричные и равномерно засвеченные пятна астигматического изображения позволяют производить точные измерения положений звезд даже в случае больших размеров пятен, чего несимметричные пятна комы никак не допускают, поэтому в действительности, даже в рассмотренном выше примере, коэффициент преимущества будет значительно превышать число 7.2;

3) с ростом диаметра телескопа коэффициент преимущества значительно возрастает; а так как рассмотренная система имеет сравнительно скромный диаметр ($D=400$), то для гигантских инструментов, которые и интересуют современную астрофизику,

выигрыш при переходе от неапланатического телескопа к телескопу апланатическому, хотя бы и с неисправленным астигматизмом, во много раз превысит число 7.2.

Нам предстоит в ближайшие годы построить телескоп с поперечником не менее 3 м. Никакого иного решения, кроме зеркальной системы, для этого телескопа придумать нельзя при современном состоянии техники стекловарения. Такой телескоп должен быть апланатическим, что со всей очевидностью вытекает из всех предыдущих рассуждений. Для апланатических телескопов мы наметили ряд схем и можем приступить к проекту телескопа, руководствуясь при этом следующими соображениями, часто идущими в разрез одно другому:

1) желательна наименьшая длина инструмента, так как от нее зависит не только стоимость, размеры, вес, жесткость и точность механических частей телескопа, но и стоимость здания обсерватории и ее купола, растущая приблизительно пропорционально $2^1/_2$ степени диаметра купола;

2) желательна высокая светосила инструмента — не чрезмерно высокая, при которой предельное время экспозиции сильно сокращается из-за вуали от свечения ночного неба и при которой масштаб изображения мал, но все же достаточно высокая, вероятно, порядка 1 : 2.5—1 : 3.5;

3) при всем этом желательна возможно меньшая асферичность зеркал;

4) асферические зеркала должны иметь такую форму поверхности, которая позволила бы применить к их исследованию наиболее простой, дешевый, чувствительный и надежный контрольный метод;

5) экранирование действующих пучков должно быть в телескопе по возможности малым;

6) кроме исправления сферической аберрации и комы, желательно возможно больше снизить астигматизм и кривизну поля, причем снижению астигматизма следует отдать предпочтение.

Сейчас трудно еще заявлять окончательно, но, по-видимому, будущий гигантский апланатический телескоп будет осуществлен по схеме зеркальных систем автора.

22. КАТАДИОПТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ. СИСТЕМА ШМИДТА

В свое время предлагалось немалое число катадиоптрических (смешанных) систем, в которых одиночная положительная линза, определявшая собою диаметр действующего отверстия системы, сочеталась с зеркалами и линзами меньшего размера, назначение которых состояло в исправлении аберраций, вносимых главной линзой. К числу таких систем принадлежит, например, система Гамильтона (1814 г.) и более современная система Шупмана (1899 г.). Но все они страдают сложностью конструкции, большим

числом отражающих поверхностей и, что самое главное, далеко не совершенным исправлением аберраций, неудовлетворительным при сколько-нибудь значительном относительном отверстии системы. Неудивительно, что такие системы не получили практического распространения, сданы в архив и представляют для нас лишь исторический интерес.

Из катадиоптрических систем, построенных на иных принципах, заслуживают внимания, и притом самого серьезного, две современные системы: Росса и Шмидта.

В системе Росса роль приемника лучистой энергии выполняет параболическое зеркало, которое должно построить в фокусе изображение, свободное от хроматизма и сферической аберрации,

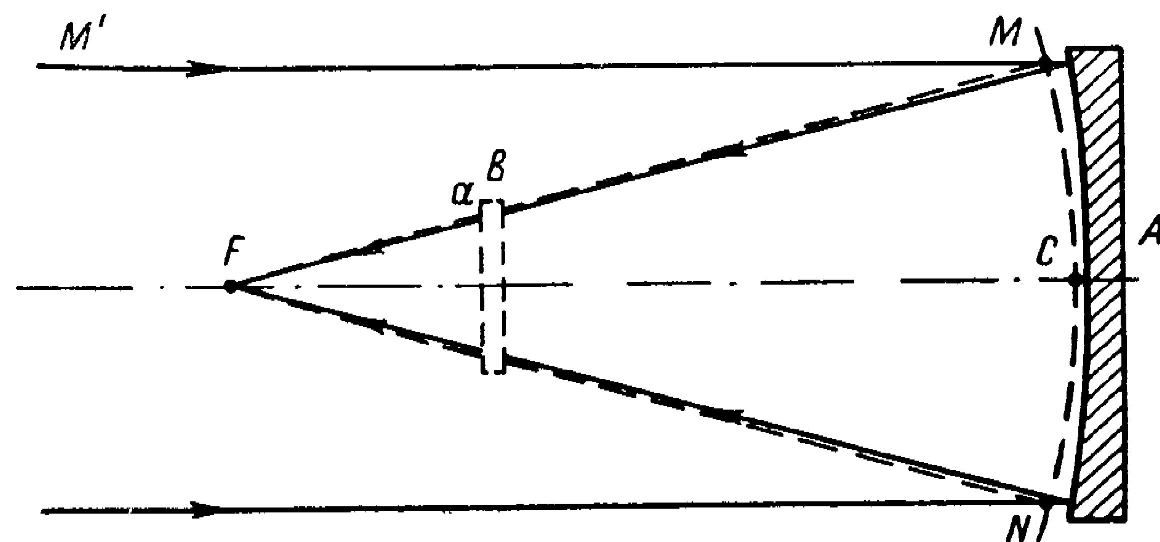


Рис. 136.

но испорченное комой. Для исправления комы Росс вводит линзовую систему в сходящийся к фокусу пучок и располагает ее сравнительно близко от фокуса.

Эта система не должна испортить ни ахроматизма, ни стигматизма параболического зеркала. Поэтому линзовая система в простейшем случае может быть выполнена в виде двух линз, положительной и отрицательной, отшлифованных из одного и того же сорта стекла и представляющих собою приблизительно афокальную систему.

Действительно, если выполнить линзы из различных сортов стекла, например крона и флинта, то система обязательно будет обладать вторичным спектром; если же система из двух линз одинакового сорта стекла будет далека от афокальной, то она обязательно внесет хроматизм положения. Линзы системы Росса должны быть достаточно тонкими, а промежуток между ними должен быть весьма мал, — иначе неизбежен значительный хроматизм увеличения.

В результате получается телескоп, схематически изображенный на рис. 136, где A — главное параболическое зеркало и B — линзовая система Росса, состоящая из двух линз, формы которых мы не уточняем. Так как система B близка к афокальной, то относительное отверстие пучка до и после системы B остается практически одинаковым.

Задача вычислителя сводится к приданию таких кривизн линзам системы B, чтобы она, не внося сферической аберрации и хроматизма, построила в фокальной плоскости F изображение, свободное от комы. А это значит, что проекция любого луча Fa (пунктирная линия) должна пересечь соответственный падающий луч $M'M$ в такой точке M, которая лежит на сфере MCN с центрами кривизны в фокусе F. С такой задачей вычислитель может справиться, а потому система Росса оказывается практически осуществимой.

Задача решается тем легче и тем выгоднее для остаточных аберраций, чем больше расстояние между F и B, т. е. чем крупнее линзовая система B; но в этом случае она производит и большее экранирование и требует бóльших масс стекла для своего осуществления, что невыгодно.

Система Росса интересна тем, что она может преобразовать каждый из существующих телескопов с параболическим зеркалом в апланатическую систему.

К недостаткам системы Росса следует отнести некоторую сложность ее конструкции, приводящую к четырем отражениям света на четырех поверхностях линз, что влечет за собою значительные дополнительные потери света и появление рефлексов, способных в некоторых случаях создавать вредное вуалирование фотопластинки. Как было указано, расстояние между F и B желательно по возможности увеличивать, но в таком случае при гигантских размерах телескопа его линзовый элемент B может оказаться таким крупным, что современная техника стекловарения не обеспечит стекла надлежащего оптического качества. Тогда поневоле придется уменьшать размеры элемента B, что невыгодно для остаточных аберраций и величины полезного поля зрения. Кроме того, крупные размеры элемента B, изготовленного даже из вполне однородного стекла, повлекут за собою значительное светопоглощение в толще стекла и особенно в наиболее ценной для астронома сине-фиолетовой и близкой ультрафиолетовой части спектра.

Если бы не существовало чисто зеркальных апланатических систем телескопов или если бы их изготовление представляло непреодолимые технические трудности по сравнению с изготовлением параболоида A рис. 136, системы Росса можно было бы считать наилучшим решением задачи о крупных апланатических телескопах. Но мы знаем, что некоторые апланатические зеркальные системы не только не труднее, но даже легче в изготовлении, чем эквивалентное им параболическое зеркало; а потому чисто зеркальный апланатический телескоп следует предпочесть системе Росса по многим соображениям и в том числе по экономическим. *

* Впоследствии Д. Д. Максутов изменил свое мнение и рекомендовал в качестве оптической схемы главного фокуса БТА систему Росса. — *Прим. ред.*

Заслуживает внимания один частный случай системы Росса, предложенный проф. В. Н. Чуриловским. В системе Росса главное зеркало имеет параболическую форму потому, что перед Россом встала задача исправления комы в уже существующих и действующих рефлекторах, в которых расчетная форма поверхности зеркала есть параболоид вращения. Но мы знаем, что изготовление всякой асферической поверхности сопряжено с значительными трудностями и не всегда может быть выполнено с достаточной точностью. Желание избежать применения асферических поверхностей и заменить их поверхностями сферическими совершенно понятно и резонно. Поэтому В. Н. Чуриловский делает расчет линзового элемента B (рис. 136) в предположении, что зеркало A имеет сферическую форму поверхности. Здесь задача усложняется, так как элементу B теперь приходится одновременно выполнять две функции: исправлять не только кому, но и значительную сферическую аберрацию зеркала A, не внося при этом вредного хроматизма. Поэтому à priori можно сказать, что в отношении остаточных аберраций, предельных диаметров, светосил и полезных полей системы В. Н. Чуриловского должны уступать системам Росса.

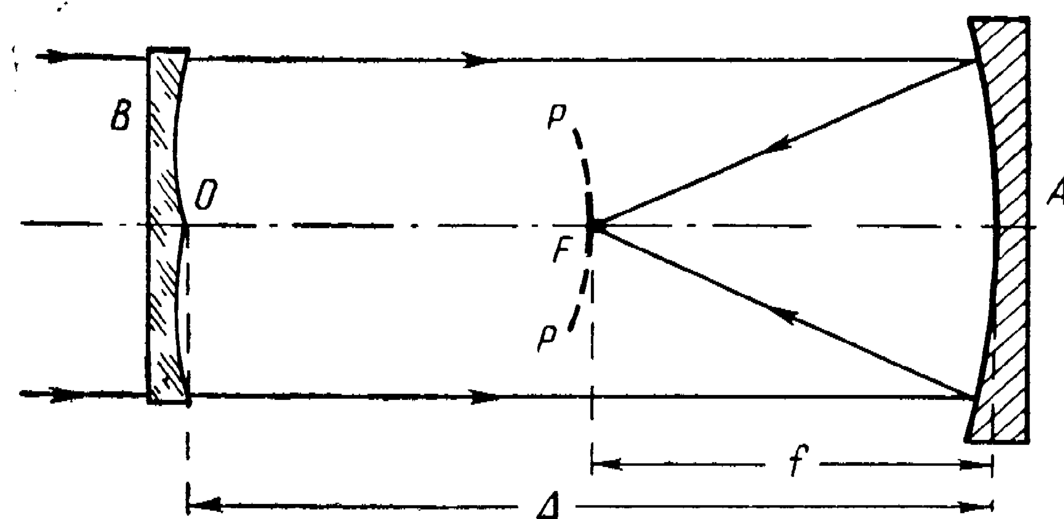


Рис. 137.

Системы Росса в полной степени страдают недостатком открытой трубы зеркальных телескопов: в них главное зеркало не защищено от запыления, запотевания и порчи отражающего слоя; оно подвержено воздействию резких перемен температуры, деформирующих поверхность зеркала; конвекционные потоки воздуха внутри трубы снижают качество изображения.

Недостаток открытой трубы устранен в другой современной катадиоптрической системе — в телескопе Шмидта.

Шмидт применяет главное зеркало A (рис. 137) сферической формы, а его сферическую аберрацию исправляет пластиной B, у которой одна из плоскостей деформирована; в результате в фокусе F получается стигматическое и практически ахроматическое изображение. Но если бы Шмидт стремился достичь таким образом только стигматизма на оси системы, то можно легко показать, что он не только не упростил бы производственного процесса, но значительно его усложнил, не получив при этом других преимуществ.

Действительно, если бы зеркало A имело параболическую форму поверхности, то его асферичность выражалась бы формулой (150):

$$\delta^{\circ}_{\max} = \frac{DA^3}{4096}.$$

В случае же зеркала A сферической формы пластина B должна быть так деформирована, чтобы внести разность хода, равную двойной асферичности параболического зеркала.

Поэтому, если пластина B выполнена из стекла с показателем преломления n, то ее асферичность $(\delta^{\circ}_1)_{\max}$ равна

$$(\delta^{\circ}_1)_{\max} = \frac{DA^3}{(n-1)\,2048}. \qquad (418)$$

Так, при $n=1.5$ $(\delta^{\circ}_1)_{\max}$ в четыре раза больше $\delta^{\circ}_{\max}$.

Правда, поверхность преломляющей пластины можно выполнить с меньшей точностью, чем поверхность отражающего зеркала; но фактор величины асферичности не менее серьезен, чем фактор точности изготовления.

Поэтому замена одной параболической поверхности зеркала A тремя поверхностями системы Шмидта, из которых одна обладает значительной асферичностью, и, кроме того, введение большой массы стекла, которое и отражает, и поглощает свет и может быть недостаточно однородным, ни в какой мере не оправдывают систему Шмидта, если бы она стремилась только к осуществлению стигматизма на оси.

Но система Шмидта претендует на значительно большее. Оказывается, что если пластину B расположить не на произвольном расстоянии от зеркала A, а на расстоянии

$$\Delta = R, \qquad (419)$$

где R — радиус кривизны зеркала A, то в фокусе F, кроме исправления сферической аберрации, будет достигнуто исправление комы и астигматизма; при этом введенный пластиной B остаточный хроматизм будет ничтожно мал и совершенно безвреден даже при значительных относительных отверстиях системы.

Система Шмидта, таким образом, не только апланатична, но и свободна от астигматизма.

Неустраненной аберрацией в ней оказывается кривизна поля: геометрическое место точек резких изображений представляет собой сферу PFP с центром кривизны в точке O — центре сферической поверхности зеркала A. По этой же поверхности PFP следует располагать и светочувствительный слой, производя фотографирование либо на специальных выпуклых пластинках,

либо натягивая фотопленку по выпуклой поверхности PFP; наконец, применяя корригирующую линзу Пиацци-Смита, можно пользоваться плоской фотопластинкой.

Поясним свойства системы Шмидта на простом примере сферического вогнутого зеркала (рис. 138), в плоскости центра кривизны O которого установлена диафрагма, ограничивающая действующее отверстие до диаметра D. При любом наклоне (w) пучка средний луч CO_1 проходит через центр кривизны зеркала A; пучки любого наклона равноправны, так как у сферического зеркала каждый из его радиусов (OC_1) является равноправной оптической осью. Если для пучка, параллельного оси OC системы, вершиной зер-

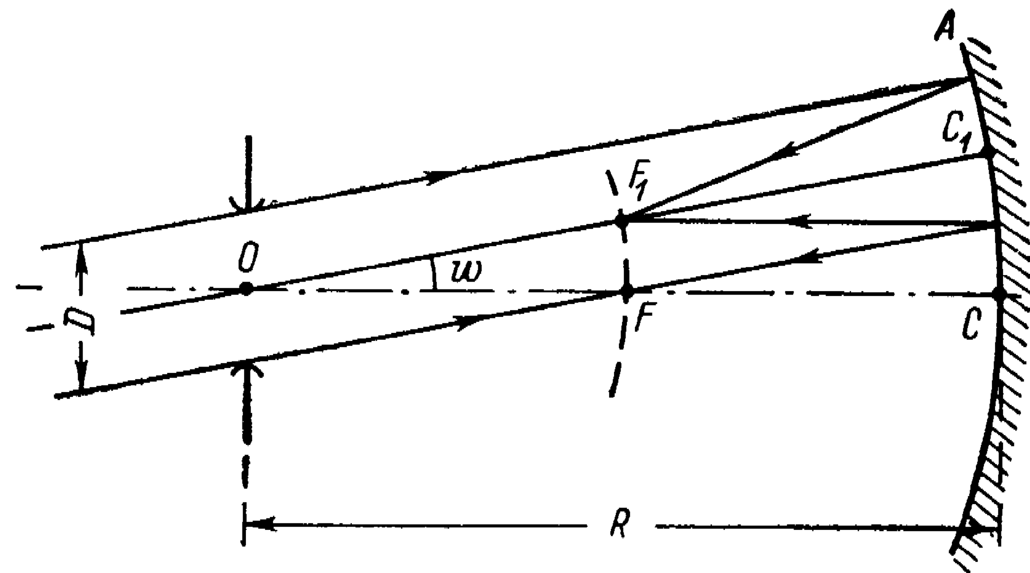


Рис. 138.

кала является точка C, то для наклонного пучка такой же вершиной оказывается точка C_1.

Наклонный пучок вполне симметричен относительно наклонной оси OC_1, а потому в точке F_1 следует ожидать изображения с симметричной каустикой. Иными словами, изображение в точке может быть испорчено только сферической аберрацией, но никак не комой или астигматизмом.

При малых отверстиях D диафрагмы можно пользоваться формулами для параксиальных пучков, поэтому

$$F_1C_1 = FC = f_0 = \frac{R}{2}, \qquad (420)$$

откуда

$$OF_1 = OF = \frac{R}{2} = f_0, \qquad (421)$$

т. е. кривизна поля равна оптической силе $\varphi = 1/f$ системы.

Так как главные лучи пучков, образующих изображения на кривом поле F_1F, падают нормально к поверхности этого поля и так как расстояния F_1C_1 постоянны и независимы от величины угла w, то освещенность на экране F_1F будет падать пропорционально не $\cos^4 w$, как это имеет место в фотокамерах с плоской пластин-

кой, а пропорционально $\cos w$, т. е. по тому же закону, по которому изменяется площадь сечения действующих наклонных пучков.

Хотя размеры зеркала A могут быть очень велики — в пределе это может быть полусфера, — относительное отверстие системы определяется не диаметром зеркала, а диаметром D диафрагмы, и равно $A = D/f = D/(R/2)$.

Пока диаметр D мал, сферическая аберрация не дает себя чувствовать. Мы можем увеличить диаметр D до такой величины, при которой система может еще называться первоклассной фотографической системой. Табл. 39 дает значения предельных диаметров и светосил таких систем.

Так как таблица составлена для очень жесткого условия: $\rho^{\circ}_{\min} = 15$ мкм, то в действительности можно несколько переступить через границы, указанные в таблице, и допустить, например, для $D = 200$ относительное отверстие около $1:5$. А такая фотографическая камера уже представляет собой значительный практический интерес для астрофотографии. Приходится удивляться, почему до сих пор не нашли широкого применения такие простейшие и в высшей степени совершенные астрографы, как изображенный на схеме рис. 138; действительно, при $D = 200$ и $A = 1:5$ он будет рисовать изображения звезд на выпуклом поле F_1F в виде кружков с поперечником около 0.06 мм при полном отсутствии комы, астигматизма и, конечно, хроматизма; длина инструмента, вдвое превышающая его фокусное расстояние, будет равна 2 м; зеркало должно иметь диаметр несколько больше 200 мм, чтобы избежать виньетирования для наклонных пучков; определение диаметра зеркала как функции угла w, а также определение потерь на экранирование не должны представить никаких затруднений для читателя.

Таким образом, простое сферическое зеркало путем правильного расположения диафрагмы с входным отверстием может быть превращено в исключительно ценный и крайне дешевый астрографический инструмент достаточной светосилы.

С целью повысить эту светосилу и осуществить сверхсветосильные камеры Шмидт и ввел свою деформированную пластину, расположив ее в точности на месте входной диафрагмы D рис. 138; поэтому система Шмидта сохранила за собой ценные аберрационные свойства сферического зеркала с диафрагмой в плоскости центра кривизны и оказалась свободной от главного недостатка сферического зеркала — его сферической аберрации. Но в то время как схема рис. 138 абсолютно свободна от хроматизма, комы и астигматизма, система Шмидта свободна от них лишь в первом приближении.

Действительно, асферическая пластина вносит и сферохроматическую аберрацию, и кому, и астигматизм высших порядков; впрочем, эти остаточные аберрации сравнительно малы.

Деформированная (асферическая) пластина системы Шмидта представлена в утрированном виде на рис. 139 в следующих

четырех оформлениях: 1) $\tilde{R}=\infty$, при этом ближайшая сфера, обозначенная во всех случаях пунктиром, оказывается вогнутой (*а*); 2) ближайшая сфера обращена в плоскость (*б*); 3) ближайшая сфера выпуклая; во всех случаях асферичность $\delta^{\circ}_{\max}$ удовлетворяет условию (418) (*в*); 4) асферичность распределена между двумя поверхностями так, что сумма асферичностей обеих поверхностей равна $\delta^{\circ}_{\max}$ (*г*); последний способ, при больших затратах времени и труда, позволяет осуществлять системы большей светосилы, если считать, что для техники существует некоторый предел асферичности $\delta^{\circ}_{\max}$, дальше которого надлежащая точность изготовления поверхностей оказывается необеспеченной.

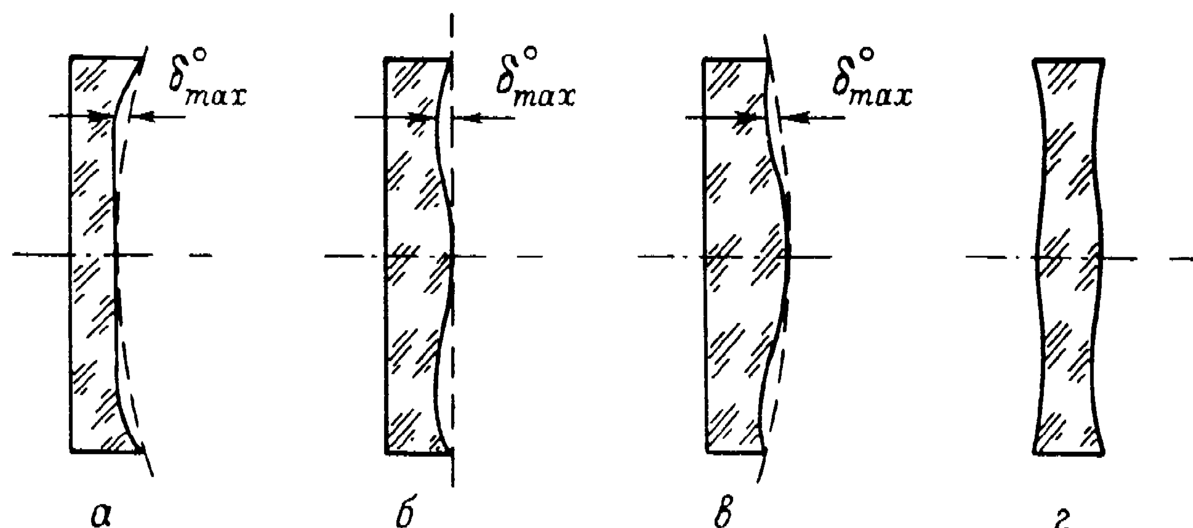


Рис. 139.

Для схемы *а* рис. 139 уравнение поверхности определяется выражением

$$x=\frac{y^4}{32f^3(n-1)}=\frac{\cdot DA^3}{512(n-1)}. \qquad (422)$$

Эта схема обладает остаточным хроматизмом, прогрессивно возрастающим от нуля для центральных зон до максимума на внешней зоне. Ради снижения остаточного хроматизма применяем схему *в* с минимальным остаточным хроматизмом. Схема *б* является промежуточной и весьма близкой к оптимуму; она использует исходную пластину плоскопараллельной формы, тогда как схемы *а* и *в* требуют для исходной формы пластины плоско-вогнутую и плоско-выпуклую формы; правда, как вогнутость, так и выпуклость исходных поверхностей, деформируемых затем ретушью, ничтожно малы, как мала и асферичность $\delta^{\circ}_{\max}$.

Выбрав для пластины Шмидта сорт оптического стекла, например крон К8, мы можем вычислить по выражению (418) асферичности для различных диаметров и светосил систем Шмидта. Табл. 66 дает значения $\delta^{\circ}_{\max}=\varphi\,(D,\ A)$, выраженные в микронах.

Лаборатория автора изготовила несколько первоклассных систем Шмидта. Из них самая большая была выполнена для астрономической обсерватории им. Энгельгардта. В ней $D\approx400$ мм;

Таблица 66

$\delta^{\circ}_{\max}$, мкм; $n=1.5163$

D, мм	*A*					
	1 : 0.7	1 : 1	1 : 1.4	1 : 2	1 : 2.8	1 : 4
100	274	94	34.3	11.8	4.3	1.5
200	548	189	69	24	8.6	3.0
500	1370	472	172	59	22	7.4
1000	2740	943	343	118	43	14.8

$A\approx1:2.2$, а потому на пластине была осуществлена асферичность порядка

$$\delta^{\circ}_{\max}\approx37 \text{ мкм}.$$

Практика работы показала, что на этом далеко не достигнут предел асферичности, при котором еще возможно осуществление действительно первоклассных систем Шмидта.

Но нужно заметить, что работа по ретуши таких пластин настолько трудна и требует такого искусства, что ее можно поручить далеко не каждому мастеру, даже из числа наиболее квалифицированных оптиков.*

23. МЕНИСКОВЫЕ СИСТЕМЫ АВТОРА

Менисковые системы изобретены мной в первых числах августа 1941 г., во время эвакуации из Ленинграда, где-то на пути между Муромом и Арзамасом. Я позволю себе описать цепь умозаключений, которые привели меня к этому изобретению, после чего станет понятным их принцип и их смысл.

Оставляя Ленинград и вместе с тем подготовлявшееся массовое производство школьных телескопов, над реализацией которого я с сомнительным успехом прохлопотал половину своей жизни, я задумался над печальной судьбой своего детища, а затем и над конструкцией того школьного телескопа, который, если бы не война, должен был выпускаться тысячами штук в год на одном из подмосковных заводов. На долю занятого человека редко выпадает возможность две недели ничего не делать и фантазировать на интересующие его темы. . .

Все ли хорошо в разработанной конструкции школьного рефлектора? — Нет, не все хорошо, так как в нем зеркала, хотя бы и алюминированные, будут быстро выходить из строя; в результате неизбежны нарекания со стороны школ, посылка на повторное алюминирование потускневших и испортившихся зеркал; престиж школьного телескопа может пострадать.

* Изготовлением пластин Шмидта, кроме автора, хорошо владеет сотрудница лаборатории Л. В. Симоненко.

Как же улучшить конструкцию? Единственный, казалось, выход — это осложнить конструкцию, расположив в передней части трубы плоскопараллельное защитное окно, обращающее телескоп в герметическую конструкцию, не боящуюся запыления, запотевания и механических повреждений зеркал. Введение плоскопараллельного окна из оптического стекла значительно удорожит инструмент; но что делать, если только в этом случае школьный телескоп завоюет себе заслуживаемое им полезное широкое распространение.

Герметическая труба приятна еще и в том отношении, что в ней устраняются конвекционные потоки воздуха, а воздействие резких перемен температуры на зеркальные поверхности должно оказаться заметно ослабленным. По-видимому, с введением защитного окна в телескопе улучшится качество изображений: при данных атмосферных условиях в телескопе с закрытой трубой следует ожидать более спокойных изображений. . .

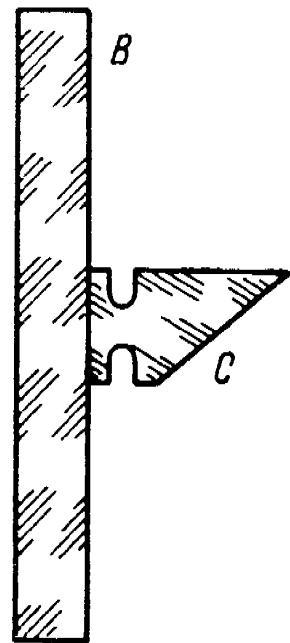


Рис. 140.

Но мысль идет дальше и находит еще одно преимущество телескопа с защитным окном: к окну можно привязать диагональное зеркало, засверлив, например, в окне отверстие, пропустив через него хвост оправы диагонального зеркала, а затем приболтив этот узел к защитному окну. Возможна и другая конструкция: диагональное зеркальце *C* (рис. 140) выполняется в виде стеклянного косо усеченного цилиндра с нашлифованным пояском для разгрузки напряжений, а затем наклеивается на защитное окно *B*.

В обоих случаях мы освобождаемся от стойки или растяжек, вызывающих появление дифракционных хвостов у изображений звезд, и, кроме того, конструкция оказывается менее подверженной разъюстировкам.

Но мысль идет еще дальше. . . Нельзя ли таким же образом осуществить системы Грегори или Кассегрена, приклеив или приболтив вторичные зеркала к защитному окну? Оказывается, что можно.

Но, может быть, для этого случая можно выполнить защитное окно не в виде плоскопараллельного диска, а в виде мениска приблизительно постоянной толщины и с соответственно выбранной кривизной внутренней поверхности так, чтобы, заалюминировав ее центральную часть, можно было осуществить вторичное зеркало на самой поверхности такого менискообразного защитного окна.

Такая конструкция очень выгодна, так как у вторичного зеркала нет ни оправы, ни даже отдельной оптической детали; экранирование оказывается минимальным из возможных, а для

разъюстировки вторичного зеркала практически нет почти никаких оснований.

Такая конструкция очень хороша, но не внесет ли мениск вредных аберраций? По-видимому, внесет, но какие, — это следует выяснить.

Что всегда можно подобрать такие кривизны для мениска, при которых он будет в высокой степени ахроматичным, — это было ясно при первом же рассмотрении вопроса. Оставался нерешенным вопрос о сферической аберрации. Короткое рассуждение показало, что такие мениски могут вносить значительную сферическую аберрацию, как положительную, так и отрицательную, оставаясь при этом еще достаточно ахроматичными.

И тут я чуть-чуть не упустил важного открытия, рассуждая, что в таком случае можно рассчитывать мениск, не вносящий аберрации, т. е. безаберрационный мениск.

На этих мыслях я задержался несколько часов, пока не додумался, что значительно выгоднее выбрать такой мениск, который вводит в систему положительную аберрацию, способную компенсировать отрицательную аберрацию сферического зеркала или системы сферических зеркал.

В этот момент и были изобретены менисковые системы.

Приехав 11 августа 1941 г. в город Йошкар-Ола, я с первых же дней принялся за вычисление аберраций менисков и менисковых систем. Менее чем через неделю я вывел формулы для семейства менисков, близких к «ахроматическому», свойства «ахроматического» мениска и продумал схемы менисковых телескопов, преобразованных из систем Ньютона, Гершеля, Грегори, Кассегрена и др.

Далее начались тригонометрические расчеты систем, выполнявшиеся мной в течение $2^1/_2$ лет собственноручно и выразившиеся в расчете нескольких сот менисковых систем различных типов и различного характера исправления аберраций.

3 октября 1941 г. я закончил расчет первого менискового телескопа системы Грегори ($D=100$) и передал его вместе с эскизами инструмента на изготовление в экспериментальные мастерские ГОИ; 26 октября 1941 г. телескоп был изготовлен и успешно опробован в присутствии большого числа сотрудников института во главе с его директором.*

Такова история открытия менисковых систем.**

Так как менисковым системам посвящена специальная моно-

* Этот исторический инструмент (см. рис. 156) хранится в музее ГАО АН СССР (Пулковская обсерватория). — *Прим. ред.*

** Д. Максутов. Оптическая система. Авт. свид. № 65007, кл. 42h, 10_{01}; 8.11. 1941.

графия и статьи,* то в настоящей книге рассмотрению менисковых систем можно отвести немного места, направляя интересующегося читателя к трем последним цитированным работам.

Не будем также подробно мотивировать здесь смысл и преимущества менисковых систем перед другими типами телескопов, так как, во-первых, все это сделано достаточно подробно в цитированной монографии и, во-вторых, менисковые системы за короткий срок своего существования удостоились такого признания со стороны астрономов и оптиков, какое нечасто выпадало на долю других оптических изобретений.**

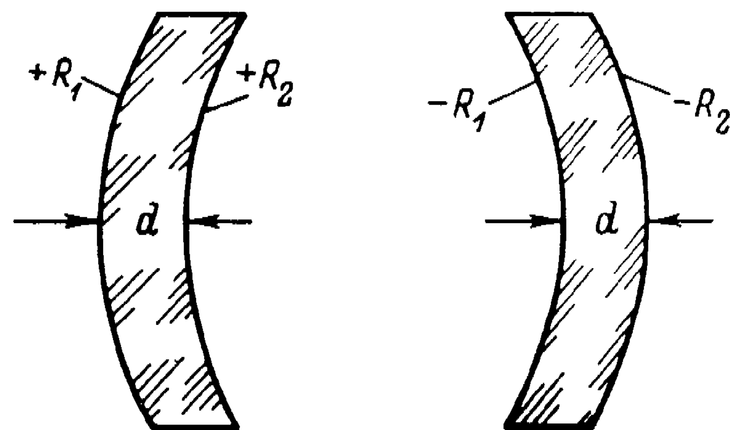


Рис. 141.

Рассмотрим семейство менисков, близких к мениску ахроматическому. Эти мениски (рис. 141) характерны тем, что в них разность радиусов кривизны $\Delta R = R_1 - R_2$ и толщина d достаточно малы по сравнению с величиной каждого из радиусов.

При таком предположении можно пользоваться выведенными для этого случая формулами от (196) до (204).

Угловая сферическая аберрация η_y и оптическая сила φ_0 таких менисков может быть выражена как линейная функция параметра $\Delta R/d$, являющегося основным для данного семейства менисков (см. рис. 74).

Повторим прямые η_y и φ_0 рис. 74 на рис. 142, вычислив их для трех значений показателя преломления n: 1.5, 1.55 и 1.6. Мы обнаруживаем здесь замечательное свойство менисков изучаемого семейства: кривые η_y для существенно различных значений n пересекаются в довольно узкой области A, которой соответствует $\Delta R/d \approx 0.7$; таким же образом кривые φ_0 пересекаются в области B, которой соответствует $\Delta R/d \approx 0.6$. Это значит, что мениски с параметром $\Delta R/d$, близким к 0.7, вносят одинаковую сферическую аберрацию почти независимо от того, из какого сорта стекла они изготовлены; таким же образом при $\Delta R/d \approx 0.6$ мениски вносят одинаковую сходимость в параллельный пучок, кстати сказать, весьма и весьма малую, а фокусировка в менисковой системе не изменяется, из какого бы сорта стекла ни был изготовлен мениск.

Если аберрационные свойства и фокусное расстояние линзовых объективов чрезвычайно чувствительны к малейшим изменениям оптических констант стекол и даже при замене одной плавки другой плавкой того же сорта стекла требуют перерасчета и изменения конструктивных элементов, то аберрационные свойства и фокусные расстояния менисковых систем мало чувствительны к изменению показателя преломления стекла при параметре $\Delta R/d$, близком к 0.6—0.7.

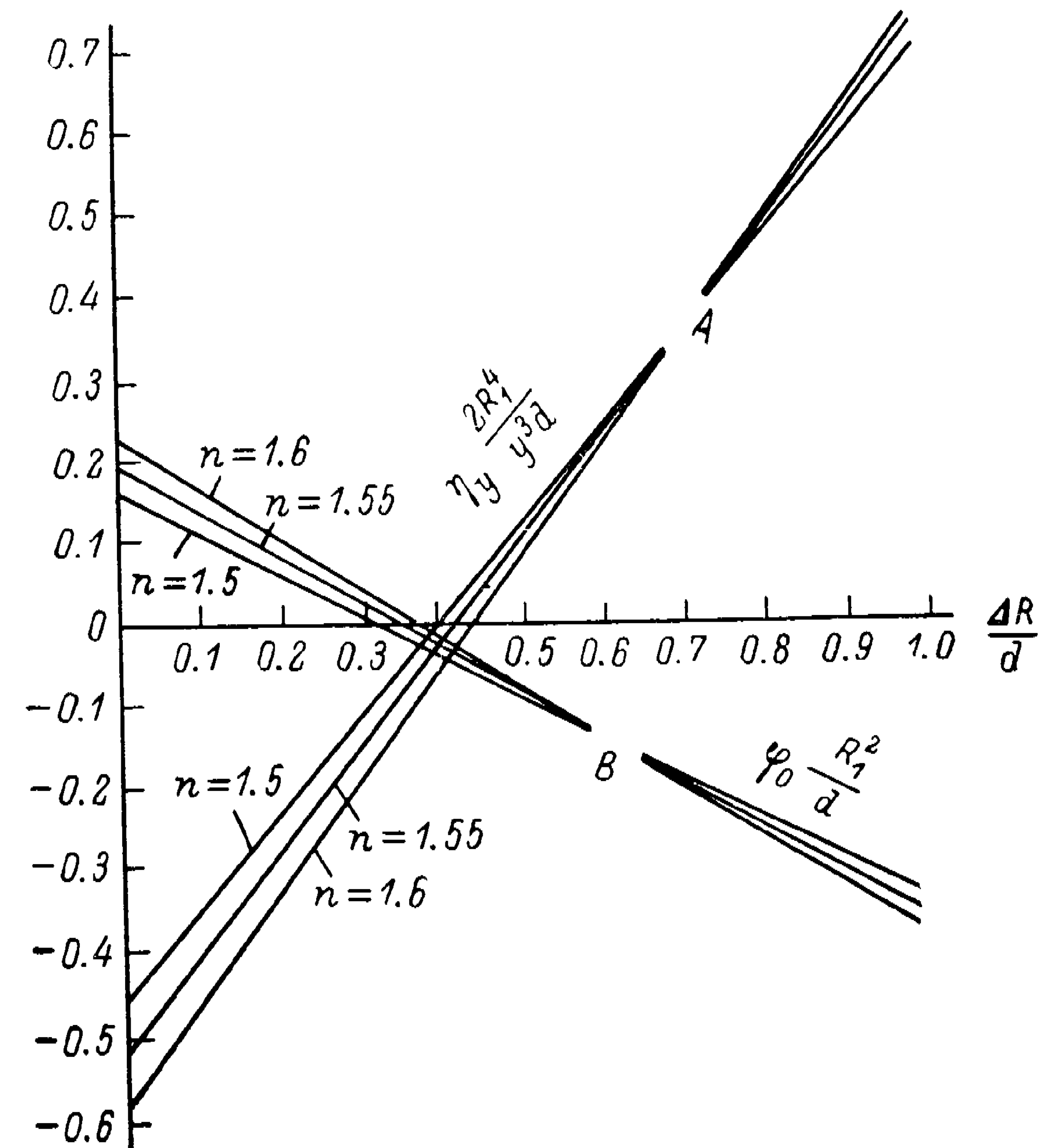


Рис. 142.

По совершенно случайному счастливому для нас совпадению в так называемых «ахроматических» менисках, как это выяснится дальше, параметр $\Delta R/d$ близок к 0.6, а потому в менисковых системах не только можно безнаказанно заменять одну плавку стекла данного сорта другой, но и заменять один сорт другим, достаточно к нему близким, не меняя при этом конструктивных элементов системы. Это чрезвычайно важное и благоприят-

* Д. Максутов. 1) Новые катадиоптрические системы. — ДАН СССР, 1942, т. 37, № 4; 2) Новые катадиоптрические менисковые системы. — ЖТФ, 1943, № 3; 3) Новые катадиоптрические менисковые системы. — Тр. ГОИ, 1944, вып. 124; 4) Остаточные аберрации и ретушь линзовых и менисковых объективов. — Тр. ГОИ, 1947, вып. 130; D. Maksutov. New catadioptric meniscus systems. — JOSA, 1944, vol. 34, № 5.

** Менисковые системы Д. Д. Максутова получили широкое распространение и признание не только в СССР, но и за рубежом, особенно в США, ЧССР, НРБ, где создан ряд клубов имени Д. Д. Максутова. — *Прим. ред.*

ное свойство менисковых систем ставит их в выгодное положение по сравнению с линзовыми объективами и упрощает проблему получения стекла нужного качества.

Так как почти безразлично, из какого прозрачного материала изготовлен мениск, то появляется возможность выбирать материал для мениска, руководствуясь не только оптическими, но и технологическими, физико-химическими, механическими и экономическими соображениями.

Так, мениск из плавленого кварца в сочетании с алюминированным зеркалом образует систему, прозрачную для далекого ультрафиолета; мениск из наиболее ходового стекла К8 может быть быстрее всего и дешевле всего осуществлен, так как на складах заводов всегда имеются крупные заготовки такого стекла; мениск из стекла К9 будет иметь почти такое же температурное расширение, что и стальная оправа для него, а потому система может работать в широком интервале температур, не боясь ни появления значительных зазоров между стеклом и оправой, ни исчезновения этого зазора и последующей деформации мениска, обжатого оправой при низких температурах, и т. д.

А х р о м а т и ч е с к и м д л я п а р а к с и а л ь н ы х л у ч е й мениском мы назовем такой, у которого S'_0 выражения (196) одинаково для лучей C и F. После соответственных подстановок и преобразований находим условие для ахроматического мениска:

$$\frac{\Delta R}{D} \approx \frac{n^2-1}{n^2}. \qquad (423)$$

При $n=1.5$ и $n=1.6$ соответственно находим: $\Delta R/d \approx 0.556$ и $\Delta R/d = 0.609$.

Тригонометрические расчеты показывают, что мениск, удовлетворяющий выражению (423), исправляет хроматизм для параксиальной области системы и переисправляет его для внешних зон системы. Иными словами, кривые сферохроматической аберрации имеют вид рис. 143, *а*. Чтобы привести кривые к более выгодному виду рис. 143, *б*, приходится несколько увеличить значение параметра $\Delta R/d$ против выражения (423). Дальше будут приведены эмпирические формулы мениска, дающего наилучшую ахроматизацию для системы конечного относительного отверстия A.

Простейшей менисковой системой является система «м е н и с к—в о г н у т о е з е р к а л о», изображенная на рис. 144, где B — ахроматический мениск и A — вогнутое сферическое зеркало. Система определяется радиусами R_1 и R_2 мениска, его толщиной d_1, показателем преломления стекла n, промежутком d_2 между мениском и зеркалом, радиусом кривизны R_3 зеркала и диаметром D действующего отверстия системы.

Если мениск ахроматичен, то в фокусе образуется ахроматическое изображение. Если сферическая аберрация мениска подобрана так, что компенсирует сферическую аберрацию зеркала A,

то в фокусе образуется, кроме того, стигматическое изображение Наконец, при правильно выбранном промежутке d_2 оказывается исправленной кома и система становится а п л а н а т и ч е с к о й.

Тот же мениск B можно было бы повернуть на 180°, при этом система оставалась бы в первом приближении ахроматической и

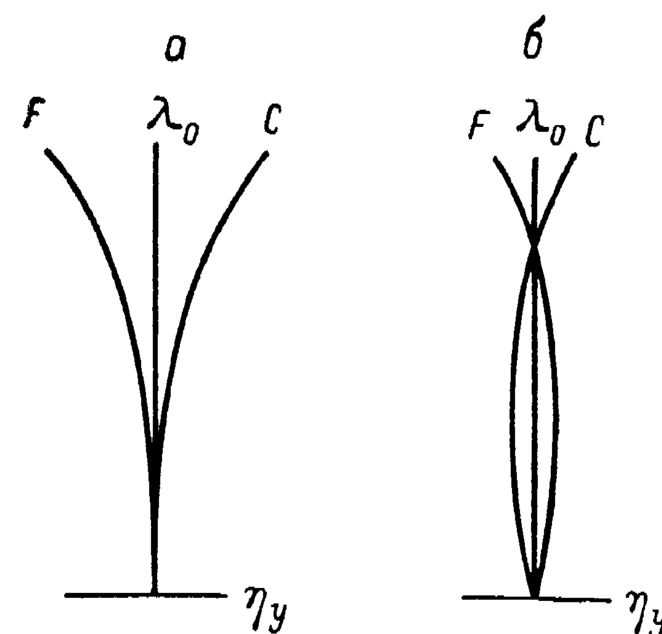


Рис. 143.

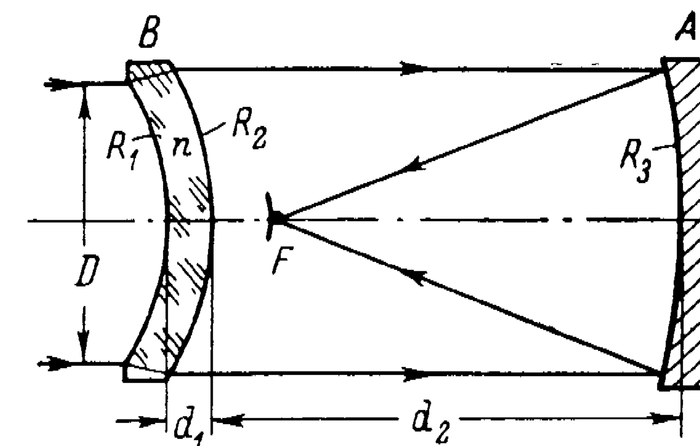


Рис. 144.

стигматической, однако она перестала бы быть апланатической, так как для повернутого мениска величина промежутка d_2, при котором исправляется кома, оказывается совсем другой.

На рис. 145 схематически изображены две системы при двух возможных ориентировках ахроматического мениска, причем

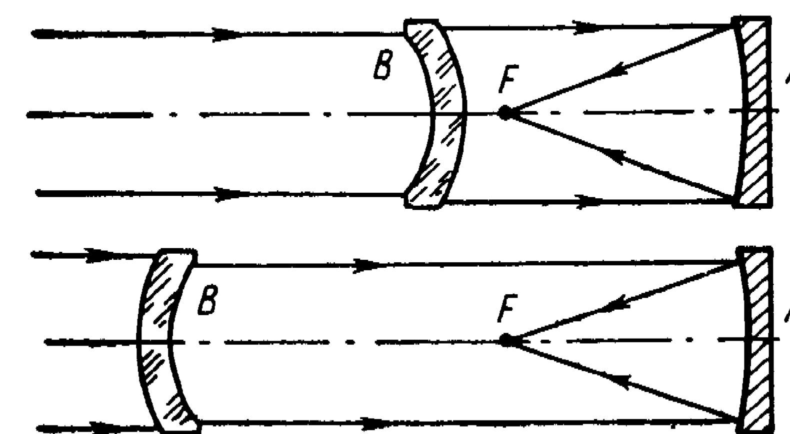


Рис. 145.

обе системы апланатичны. Понятно, что первая ориентировка мениска значительно выгоднее второй, так как при ней инструмент получается в ~2 раза более коротким.

Первой ориентировке соответствуют отрицательные значения радиусов кривизны мениска R_1 и R_2. Если такая ориентировка выгодна для системы «мениск—вогнутое зеркало», то для некоторых сложных систем может оказаться более выгодной вторая ориентировка мениска, при которой его радиусы положительны.

Тригонометрические расчеты показывают, что фокальная поверхность рис. 144 не плоскость, а выпуклая (в сторону

зеркала A) сфера умеренной кривизны; в то же время астигматизм системы может быть сделан ничтожно малым по сравнению с кривизной поля, а в частных случаях и вполне устранен.

Таким образом, система «мениск — вогнутое зеркало» не только апланатична, но по счастливой случайности и достаточно свободна от астигматизма, на что автор первоначально и не претендовал. Кривизна же поля, как мы помним, является наименее вредной аберрацией уже потому только, что с ней можно бороться и притом двумя различными способами.

Если для мениска брать стекло К8 и если толщину мениска выдерживать

$$d_1 = \frac{D}{10}, \tag{424}$$

что оправдывается технологическими соображениями, то для расчета конструктивных элементов систем «мениск—вогнутое зеркало» можно составить следующие эмпирические формулы, однозначно приводящие к наивыгоднейшему исправлению аберраций в визуальной системе:

$$\left.\begin{aligned} R_1/D &= -0.599V^{0.660}, \\ R_2/D &= -[0.599V^{0.660} + 0.0599 + 0.0073A], \\ R_3/D &= -2.105V^{0.984}, \\ d_1/D &= 0.1 \text{ (стекло К8)}, \\ d_2/D &= 1.095V^{1.16}. \end{aligned}\right\} \tag{425}$$

Табл. 67 дает численные значения конструктивных элементов для систем различного относительного отверстия A.

Таблица 67

Стекло К8; $d_1=0.1\,D$

	A				
	1:1	1:1.4	1:2	1:2.8	1:4
R_1/D	−0.599	−0.748	−0.946	−1.182	−1.496
R_2/D	−0.662	−0.809	−1.006	−1.241	−1.554
$(R_1-R_2)/D$	0.0632	0.0611	0.0596	0.0585	0.0577
R_3/D	−2.105	−2.931	−4.164	−5.798	−8.235
d_2/D	1.095	1.618	2.447	3.615	5.468

Системы, рассчитанные по эмпирическим формулам (425), представляют собою решения, весьма близкие к оптимальным, и лишь в ответственных случаях желателен их тригонометрический расчет, уточняющий значения конструктивных элементов.

Оптимальным решением мы назовем такое, при котором остаточные аберрации соответствуют кривым рис. 146.

В этом случае остаточная волновая сферическая аберрация для луча λ_0 укладывается в наименьшем из возможных для данной светосилы интервале h°_{max}, а сферохроматическая аберрация в лучах C и F исправлена для некоторой высокой зоны системы.

Интересно, что кривые C и F второго графика рисунка имеют точку пересечения влево от прямой луча λ_0; это говорит о наличии в менисковой системе вторичного спектра, обозначенного на рисунке символом ζ_{CF}.

Оказывается, что способностью образовывать вторичный спектр обладают не только пары линз из различных стекол, как это всем известно, но и одиночная линза в одном частном случае ахроматического мениска.

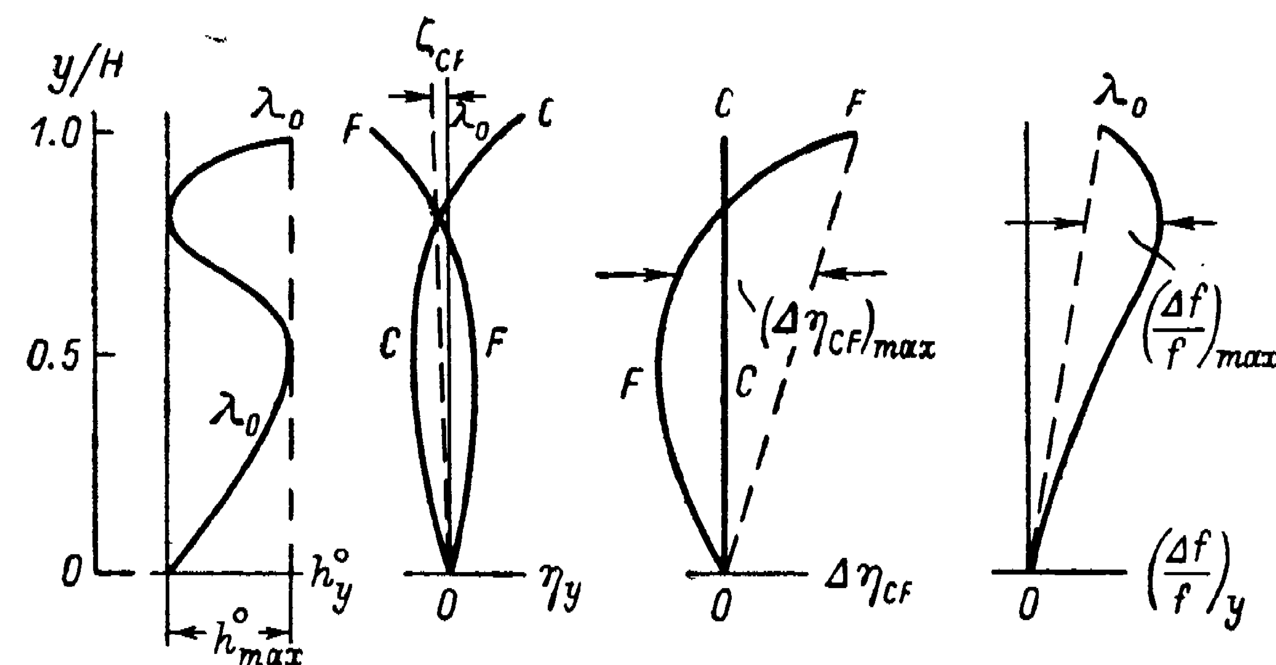


Рис. 146.

Сферохроматическую аберрацию удобно выражать отклонением кривой η_F от кривой η_C, обозначая это отклонение символом $\Delta\eta_{CF}$; такая кривая изображена на третьем графике рис. 146. Стрелка $(\Delta\eta_{CF})_{max}$ кривой, как мы помним, характеризует собой величину сферохроматической абберации.

Наконец, остаточная кома характеризуется кривой, для которой мы установили символ $(\Delta f/f)$, и стрелкой этой кривой $(\Delta f/f)_{max}$.

В менисковых системах выходной зрачок может не совпадать с последней зеркальной поверхностью системы, находясь от нее на некотором расстоянии x'. В этом общем случае система свободна от комы или изопланатична, если удовлетворено условие изопланатизма Штебле—Лигоцкого:

$$\frac{\Delta f}{f} - \frac{\Delta s'}{s' - x'} = 0. \tag{426}$$

Таким образом, символ $(\Delta f/f)$ равен левой части уравнения (426).

Для остаточных аберраций хорошо корригированной системы «мениск—вогнутое зеркало», с ограничениями ее толщины

($d_1=0.1\ D$) и сорта стекла мениска (К8), удалось составить следующие эмпирические формулы:

сферическая аберрация

$$h^{\circ}_{\max} = -0.048DA^{4.5}\ \text{мкм}; \qquad (427)$$

кома

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{\max} = 0.55A^{4.6}\ \%; \qquad (428)$$

сферохроматическая аберрация

$$(\Delta\eta_{CF})_{\max} = -14.9A^{3.2}\ \text{сек. дуги}; \qquad (429)$$

вторичный спектр

$$\zeta_{CF} = -0.13A^{1.3}\ \text{сек. дуги}; \qquad (430)$$

хроматизм увеличения

$$\frac{f_C - f_F}{f} = 0.051A^{0.57}\ \%. \qquad (431)$$

Заметим, что величина $(f_C-f_F)/f$ характеризует хроматизм увеличения системы лишь в первом приближении.

Так как в формулах от (327) до (331) таким же образом даны остаточные аберрации двухлинзового объектива ахромата-апланата, то у нас появляется возможность абсолютного сравнения менисковых систем с ахроматическими объективами. Действительно, и одни, и другие рассчитаны как оптимальные визуальные системы; и в одних, и в других оптические поверхности имеют сферическую форму; и в одних, и в других введены разумные ограничения толщин и выбора сортов оптического стекла.

Во всех случаях преимущество остается на стороне менисковых систем, но для одних остаточных аберраций это преимущество умеренное, а для других оно колоссально.

Введем понятие коэффициента преимущества менисковых систем перед ахроматическими объективами, обозначим его символом K с соответственным индексом остаточной аберрации и представим его как результат деления остаточной аберрации объектива на остаточную аберрацию менисковой системы. Мы получим следующие значения для коэффициентов преимущества:

сферическая аберрация

$$K_h = 38.3A^{0.8}; \qquad (432)$$

кома

$$K_{[\Delta f:f]} = 11.0; \qquad (433)$$

сферохроматическая аберрация

$$K_{\Delta\eta_{CF}} = -146A^{0.1}; \qquad (434)$$

вторичный спектр

$$K_{\zeta_{CF}} = -392A^{0.3}; \qquad (435)$$

хроматизм увеличения

$$K_{\Delta f_{CF}:f} = 27.6A^{1.23}. \qquad (436)$$

Понятно, что нас интересует абсолютное значение коэффициента K; поэтому, если, например, в менисковой системе и в объективе сферохроматические аберрации имеют разные знаки, а потому коэффициент $K_{\Delta\eta_{CF}}$ получился со знаком (—), то менисковая система, например, лучше объектива не в —146 раз, а просто в 146 раз.

Составляем таблицу коэффициентов преимущества для различных относительных отверстий менисковых систем по отношению к эквивалентным им линзовым объективам (табл. 68).

Таблица 68

	A							
	1:1	1:1.4	1:2	1:2.5	1:3.5	1:5	1:7	1:10
K_h	38	29	22	18	14	11	8.1	6.1
$K_{[\Delta f:f]}$	11	11	11	11	11	11	11	11
$\bar{K}_{\Delta\eta_{CF}}$	146	141	136	133	129	124	120	116
$\bar{K}_{\zeta_{CF}}$	390	430	480	520	570	640	700	780
$K_{\Delta f_{CF}:f}$	28	18	12	8.9	5.9	3.8	2.5	1.6

Числа таблицы красноречиво говорят о значительном абсолютном преимуществе менисковых систем перед линзовыми объективами.

Так, например, при $A=1:5$ остаточные сферическая аберрация и кома в 11 раз меньше у менисковой системы, чем у эквивалентного объектива; сферохроматическая аберрация в 124 раза, а вторичный спектр в 640 раз меньше в менисковой системе по сравнению с линзовым объективом; и только для хроматизма увеличения мы имеем сравнительно скромное преимущество в 3.8 раза.

Впрочем, в тех особых случаях, когда хроматизм увеличения совершенно недопустим, можно осуществить усложненную менисковую систему с двумя менисками, различно ориентированными, и таким образом вполне освободиться от хроматизма увеличения.

Рис. 147 поясняет сказанное: в одиночном мениске (рис. 147, *а*) лучи C и F выходят из мениска на различных высотах, что и обусловливает хроматизм увеличения; в двойном же мениске (рис. 147, *б* или *в*) лучи C и F выходят практически совмещенными, а потому хроматизм увеличения устранен. Кроме того, два мениска

вводят вдвое бо́льшую сферическую аберрацию, а потому либо при заданной светосиле система будет обладать меньшими остаточными аберрациями (сферической, комой и сферохроматической), либо при заданных остаточных аберрациях система может иметь бо́льшую светосилу.

От остаточной сферической аберрации, от остаточной комы и от сферохроматической аберрации, оказывается, можно вполне освободиться; для этого следует в одних случаях ретушировать зеркало или мениск, а в других произвести комбинированную ретушь мениска и зеркала.

Но мы пока рассматриваем простейшую систему, составленную из одного сферического мениска и одного сферического зеркала, для которой справедлива табл. 68.

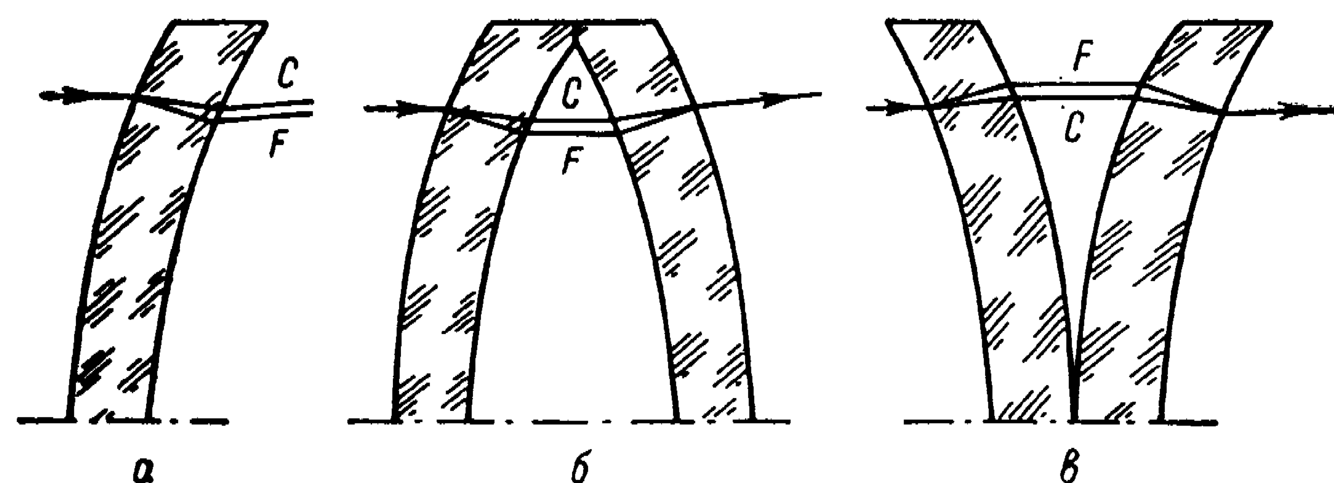


Рис. 147.

Мы видим, что в менисковых системах особенно сильно снижен вторичный спектр — главное и неустранимое зло линзовых объективов. Мы помним, что полезные диаметр и светосила объективов в первую очередь лимитируются вторичным спектром, а не какими-либо другими аберрациями, а потому снижение вторичного спектра во многие сотни раз позволяет надеяться осуществить менисковые системы огромного диаметра и высокой светосилы при первоклассном оптическом их качестве.

Вторая по значимости аберрация линзовых объективов — сферохроматическая аберрация — оказывается сниженной в менисковых системах более чем в 100 раз. Поэтому менисковые системы, если и не абсолютно ахроматичны, как системы чисто зеркальные, то практически первые неотличимы от вторых.

Предел полезным диаметрам и светосилам в менисковых системах ставит остаточная сферическая аберрация.

Приравняв h°_{max} выражения (427) четверти длины волны $\lambda_0 = 0.555$ мкм, находим условие для первоклассной визуальной менисковой системы

$$D_{max} = 2.9 V^{1.5}. \qquad (437)$$

В табл. 69 даны предельные диаметры первоклассной визуальной менисковой системы.

Таблица 69

$\lambda_0 = 0.555$ мкм

A / D_{max}, мм	1 : 1	1 : 1.4	1 : 2	1 : 2.5	1 : 3.5	1 : 5	1 : 7	1 : 10
	2.9	13	66	180	810	4100	20 000	92 000

Если бы мы для Пулковской обсерватории строили не линзовый объектив $D = 810$ с заведомо низким оптическим качеством, а менисковую систему, то она была бы первоклассной при относительном отверстии 1 : 3.5, имея всю оптику (мениск и зеркало) со сферическими поверхностями.

Из формулы (437) определяем, что

$$\left.\begin{array}{ll} \text{для } D = 100 \text{ мм} & A_{max} = 1 : 2.20, \\ \text{для } D = 1000 \text{ мм} & A_{max} = 1 : 3.66. \end{array}\right\} \qquad (438)$$

Современное состояние техники оптического стекловарения вряд ли позволит намного превзойти диаметр $D = 1000$, и здесь мы ставим предел для диаметра менисковых систем, определяемого не оптическими свойствами менисковых систем, а техническими трудностями получения больших масс оптически однородного стекла.*

Остаточную сферическую аберрацию для луча λ_0 можно вполне исправить; для этого следует соответственно деформировать либо поверхность мениска, либо поверхность зеркала.

В случае ретуши зеркала формула (427) дает значение максимальной асферичности δ°_{max}, исправляющей остаточную сферическую аберрацию, в виде

$$\delta^{\circ}_{max} = 0.024 D A^{4.5} \text{ мкм}. \qquad (439)$$

Таблица 70

δ°_{max}, мкм

D, мм	A					
	1 : 1	1 : 1.4	1 : 2	1 : 2.5	1 : 3.5	1 : 5
100	2.4	0.53	0.11	0.039	0.0085	0.0017
200	4.8	1.1	0.22	0.078	0.017	0.0034
500	12	2.7	0.55	0.20	0.043	0.009
1000	24	5.3	1.1	0.39	0.085	0.017

* Крупнейшие в настоящее время менисковые телескопы — двухменисковый астрограф АЗТ-16 (1967 г.) и камера АС-32 (1956 г.). Оба имеют диаметр 0.7 м. Последний находится в Абастуманской астрофизической обсерватории АН Груз.ССР. — *Прим. ред.*

В табл. 70 приведены δ°_{max} в микронах для различных диаметров и светосил менисковых систем с исправленной остаточной сферической аберрацией — за счет ретуши зеркала.

Жирной черной в правом верхнем углу отделены системы, не требующие никакой ретуши, так как в них и без всякой ретуши остаточная сферическая аберрация меньше $\lambda_0/4$.

Как видим, даже в сверхсветосильных системах требуемая ретушь не очень велика и доступна искусству хорошего мастера-оптика. По некоторым соображениям теоретического и даже практического характера предпочтительнее выполнять ретушь не на зеркале, а на первой поверхности мениска.

Ретушированные менисковые системы могут иметь беспредельно большие диаметры и светосилы, но только для случая наблюдения объектов в монохроматическом свете.

В действительности полезные диаметры и светосилы оказываются ограниченными остаточным хроматизмом и в первую очередь сферохроматической аберрацией.

Ужесточим наши требования к первоклассной визуальной системе и потребуем от нее, чтобы для всего спектрального интервала от C до F остаточные волновые аберрации не выходили за пределы $\pm\lambda_0/4$ при фокусировке для лучей λ_0.

Если предположить, что вторичный спектр менисковых систем пренебрегаемо мал по сравнению со сферохроматической аберрацией, то предельный диаметр D'_{max}, ограниченный одной только сферохроматической аберрацией, может быть выражен в виде

$$D'_{max} = 58V^{3.2}. \qquad (440)$$

Сферохроматическую аберрацию, оказывается, можно вполне устранить путем ретуши мениска. Такая ретушь значительно сложнее ретуши, исправляющей сферическую аберрацию, так как при этой ретуши приходится выполнить асферичности, на 1—2 порядка бо́льшие, чем асферичности табл. 70. Но все же от сферохроматической аберрации можно таким образом вполне освободиться.

После этого у менисковой системы остается неисправленной последняя осевая аберрация — вторичный спектр.

При прежнем предположении, что волновой вторичный спектр не должен выходить за пределы $\lambda_0/4$ для спектрального интервала от C до F и при фокусировке для лучей λ_0, определяем предельный диаметр D''_{max} менисковой первоклассной системы в виде

$$D''_{max} = 940V^{1.3}. \qquad (441)$$

Сравним величины D_{max} (437), D'_{max} (440) и D''_{max} (441) в табл. 71.

Мы видим, что при относительных отверстиях, бо́льших 1 : 5, самой вредной аберрацией в менисковых системах оказывается остаточная сферическая аберрация; эта аберрация при желании может быть устранена путем сравнительно легкой ретуши. Следующей по значимости оказывается сферохроматическая аберрация, устранение которой путем ретуши мениска уже значительно более сложно.

Таблица 71

A	1 : 1	1 : 1.4	1 : 2	1 : 2.5	1 : 3.5	1 : 5
D_{max}, мм	2.9	13	66	180	810	4100
D'_{max}, мм	58	170	530	1100	3200	10000
D''_{max}, мм	940	1500	2300	3100	4800	7600

Наконец, самой безобидной аберрацией оказывается вторичный спектр, не препятствующий осуществить, например, систему с диаметром около 1 м при относительном отверстии 1 : 1.

И только при относительных отверстиях ~1 : 4.2 и ниже вторичный спектр меняется ролью со сферохроматической аберрацией, занимая первенство в ограничении полезного диаметра. Но при этом и предельные диаметры далеко выходят за пределы, реально осуществимые.

По схеме рис. 144 в ГОИ осуществлена в 1943 г. сверхсветосильная система сравнительно малой разрешающей силы. Эта система имеет отверстие $D=133$ мм и относительное отверстие $A=1:0.75$! Поле зрения системы $2w\approx15°$. Если бы не полениться и выполнить ретушь, то та же система обладала бы, кроме того, высокой разрешающей силой, чего, впрочем, от нее и не требовалось по условиям задания.

Из табл. 71 видно, что можно запланировать сверхсветосильный астрограф с относительным отверстием 1 : 2.5 и с диаметром 1100 мм. Изготовление такого астрографа вполне реально, так как мениск из стекла К8, например при диаметре 1100 мм, наши заводы изготовить могут, хотя с большими трудностями. Сферохроматическая аберрация и вторичный спектр не лимитируют в нем диаметра; для исправления же остаточной сферической аберрации, в случае визуальной системы, требуется совершенно нетрудная ретушь зеркала, так как в этом случае асферичность на зеркале $\delta^{\circ}_{max}\approx0.43$ мкм.

Благодаря исключительно малому остаточному хроматизму менисковых систем можно отказаться от излишнего во многих случаях педантизма и заменить «ахроматический» мениск некоторым другим, близким к нему. Чтобы повысить аберрационную силу мениска, следует уклониться от ахроматического мениска в сторону мениска концентрического. Здесь возможны два практически интересных значения для $\Delta R/d$. При $\Delta R/d\approx0.7$ (рис. 142) система, как мы помним, практически нечувствительна к значительным изменениям показателя преломления стекла* и в то же

* Само собой разумеется, что при любых его значениях показатель преломления стекла мениска должен быть постоянен для каждой точки стекла, т. е. стекло должно быть оптически однородным.

время она еще достаточно близка к ахроматической системе; при $\Delta R/d=1$ мениск обращается в концентрический, чем значительно облегчается его изготовление и контроль; при этом значительно повышается компенсирующая сила мениска — в ущерб, конечно, ахроматизации.

Эти два значения для $\Delta R/d$ могут быть с выгодой использованы в массовом производстве менисковых приборов — в зависимости от технических условий на прибор и от производственной обстановки.

Но для уникальных астрономических приборов следует придерживаться ахроматических менисков, так как всякое от них уклонение значительно сокращает ширину спектральной области, для которой система первоклассна.

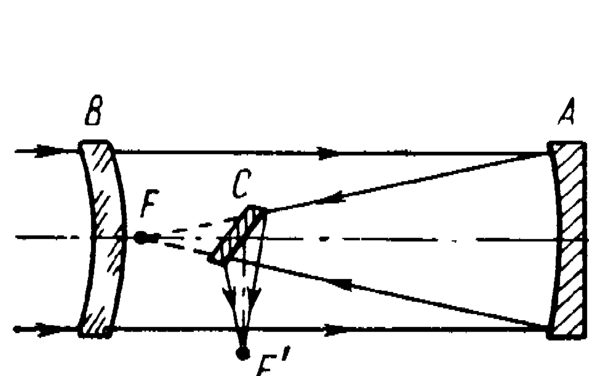


Рис. 148.

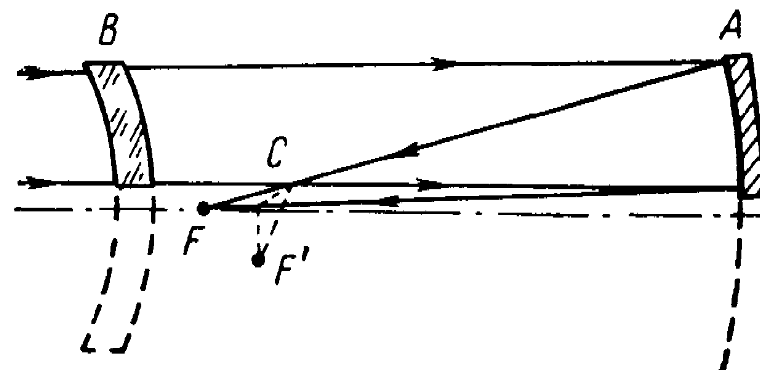


Рис. 149.

При переходе от визуальной коррекции к фотографической приходится несколько изменить конструктивные элементы менисковой системы, так же как мы делали это для линзового объектива. Но если линзовый объектив может удовлетворительно работать лишь в тех условиях, для которых он корригирован, менисковый объектив в большинстве случаев может быть применен одновременно и для визуальных, и для фотографических исследований, опять-таки потому, что его вторичный спектр и сферохроматическая аберрация ничтожно малы.

Любая схема зеркального телескопа может быть преобразована в менисковую и во всех случаях с несомненными преимуществами.

Начнем с телескопа системы Ньютона.

А) «Менисковый Ньютон», очевидно, получается из системы «мениск—вогнутое зеркало» путем добавления к ней диагонального зеркальца C (рис. 148), которое можно привязать к мениску B описанными выше способами.

Менисковый Ньютон лишен смысла при сверхвысокой светосиле системы, так как в этом случае размеры зеркала C велики, как велики и потери на экранирование и снижение качества дифракционного изображения. Но подниматься до относительного отверстия $\sim 1:2.5$ еще вполне возможно и рационально. Менисковый Ньютон отличается от классического тем, что в нем труба закрытая, вся оптика сферическая, а полезное

поле значительно расширено, так как у системы исправлена кома и значительно снижен астигматизм.

Б) «Менисковый Гершель» (рис. 149) представляет собою часть, выкроенную из системы «мениск—вогнутое зеркало», показанную на рисунке пунктиром. Если полная система «мениск—вогнутое зеркало» была ахроматична и апланатична, то тем более теми же свойствами будет обладать выкроенная из нее малая часть. Изображение можно наблюдать либо непосредственно в фокусе F, либо в отброшенном вбок с помощью диагонального зеркальца C фокусе F_1; но в последнем случае зеркальце C все же не экранирует действующих пучков.

Преимущества такой системы перед классической системой Гершеля огромны. Не будем в дальнейшем повторять о преимуществе закрытых труб менисковых систем, но представим себе, с какими практическими трудностями сталкивается оптик при изготовлении децентрированного параболоида для телескопа Гершеля. В нашем же случае как зеркало, так и мениск имеют легкие для изготовления и контроля сферические формы поверхностей, а то обстоятельство, что мениск и зеркало несколько наклонены к оси трубы, не должно вызывать особых осложнений в изготовлении, что и подтвердилось на практике. Но главное преимущество менискового Гершеля состоит в его большом и хорошем поле, так как система апланатична и в значительной мере освобождена от астигматизма.

В 1943 г. в ГОИ построены коллиматор и труба $D=100$ мм по схеме рис. 149 с диагональным зеркальцем C. Прибор проявил исключительно высокие качества, так как остаточный хроматизм в нем в сотни раз меньше, чем в других аналогичных приборах с линзовыми объективами, что особенно важно для коллиматора.

На рис. 150 изображена фотография этой коллиматорной менисковой установки.

По типу этой установки осуществлена* другая, значительно более мощная, с диаметром отверстия $D=220$ мм и специального назначения.

В) «Менисковый Мерсен» может быть осуществлен в двух вариантах, в соответствии с двумя схемами афокальных зеркальных систем Мерсена. На рис. 151, *а* и *б* изображены оба варианта.

Вторичное зеркало можно выполнять двояко: либо алюминируя центральную часть $C-C$ мениска B, либо наклеивая, ставя на контакт или приболчивая оправой к мениску B зеркало C; оба эти способа показаны на рисунке.

Если менисковые системы Мерсена крупного масштаба представляют интерес в астрономической практике для питания параллельными пучками бесщелевых спектрографов, то системы ми-

* Конец 1943 г. В 1944 г. эта установка начала успешно работать.

ниатюрные могут найти себе полезное применение в некоторых приборах и, в частности, например, в театральных очках.

В 1942 г. в ГОИ были осуществлены театральные очки в трех вариантах, с увеличением $G=4^{\times}$ и с зрачками выхода 4 мм и 5 мм.

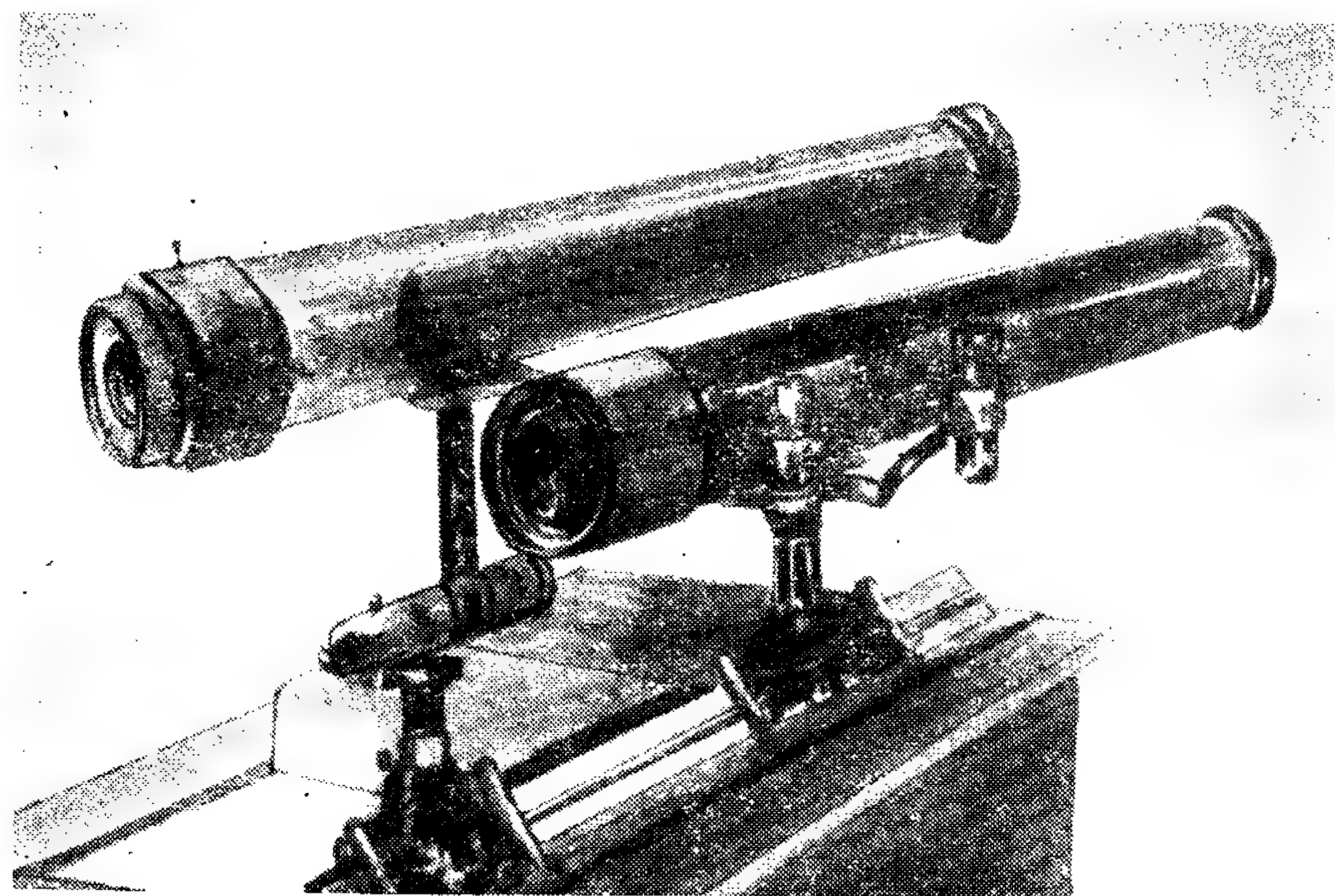


Рис. 150.

Полный ахроматизм, весьма малые размеры и вес, наличие двух полей, из которых большое, с увеличением единица, позволяет не терять ориентировки в пространстве и наблюдать за сценой

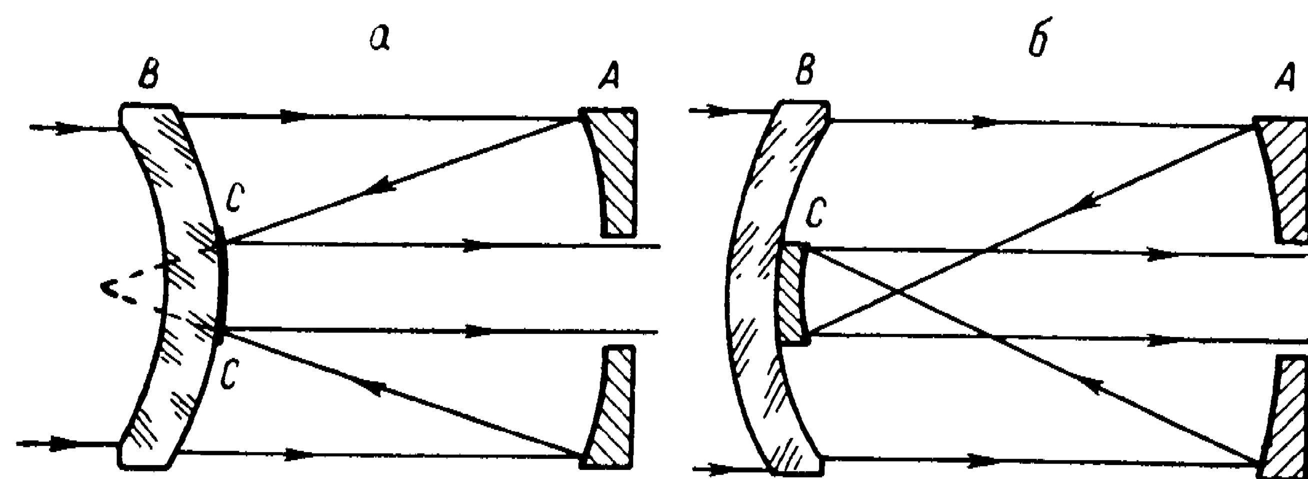


Рис. 151.

как невооруженным глазом, и центральное малое поле, служащее для детального рассматривания при четырехкратном увеличении, делают такие очки очень удобным и приятным бытовым прибором.

Оптическая схема очков отличается некоторыми особенностями от принципиальных схем рис. 151; на рис. 152 изображена фото-

графия менискового монокуляра и четырехкратных театральных менисковых очков.

Система Мерсена в ее чистом виде представляет принципиальный интерес в том смысле, что это единственный в своем роде

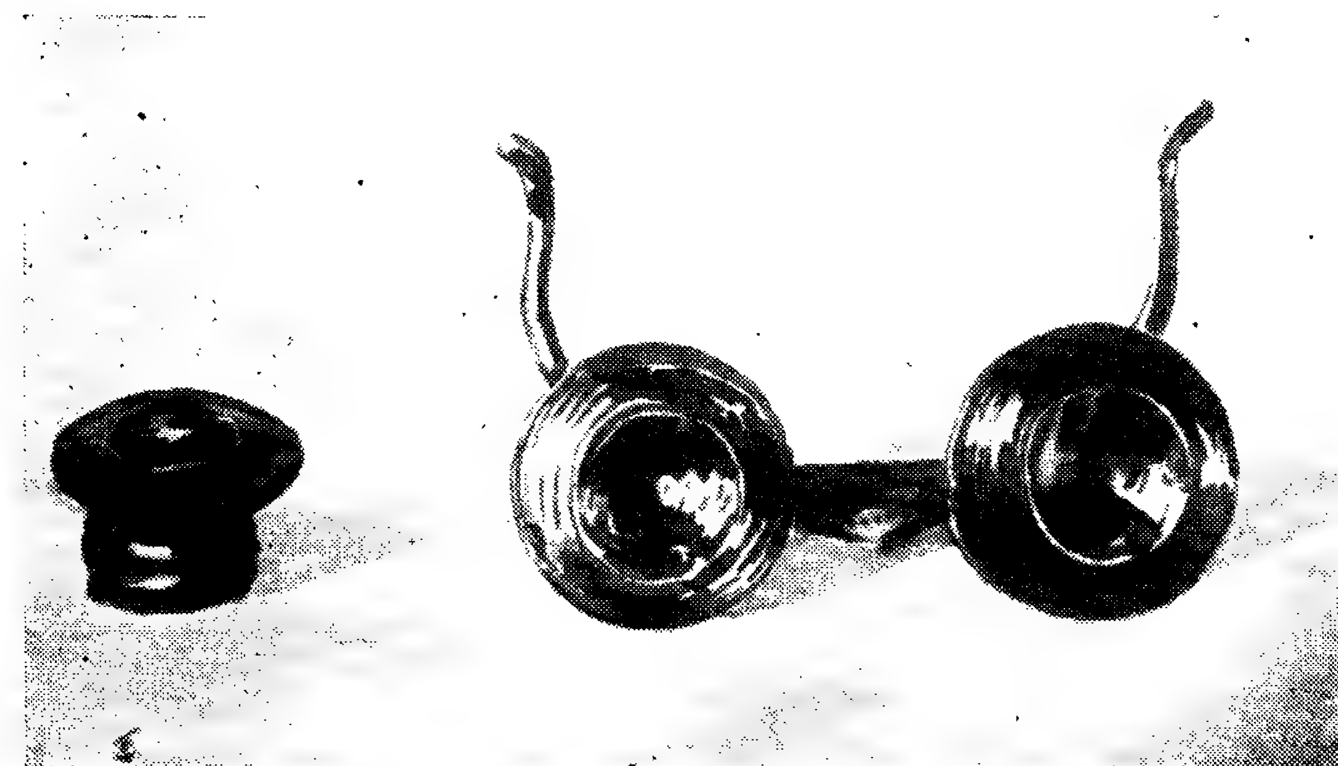


Рис. 152.

чисто зеркальный визуальный прибор, в котором даже окуляр зеркальный.

Г) «Менисковый Кассегрен» представляет собой одну из наиболее интересных для астронома систем (рис. 153).

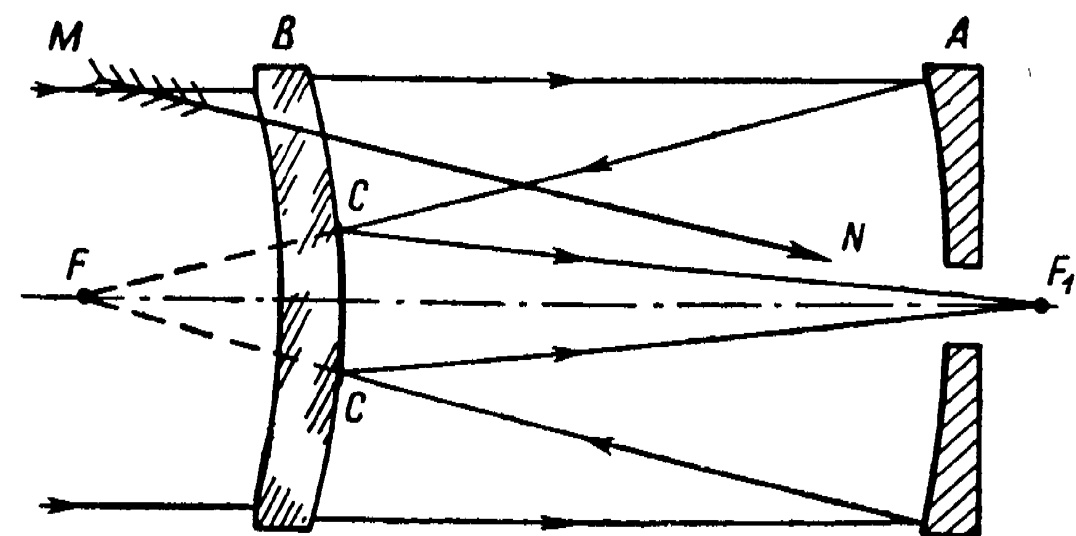


Рис. 153.

Мениск B и сферическое зеркало A образуют сферически недоисправленную систему с фокусом в F. Вторичное зеркало C, в частном случае являющееся алюминированной частью поверхности мениска, переносит изображение в F_1 и в то же время доисправляет аберрацию всей системы $A+B+C$.

Как всякая телеобъективная система, менисковая система Кассегрена интересна своей малой длиной при значительном фокусном расстоянии; так как при этом еще система Кассегрена принадлежит к числу предфокальных систем, то она может быть названа наиболее выгодным телеобъективом из всех существующих.

При визуальных наблюдениях или при фотографировании в фокусе F_1 поле засвечивается паразитным светом, идущим, например, в направлении стрелки MN; в результате наблюдаемое изображение может потерять в контрасте, а фотопластинка вуалироваться.

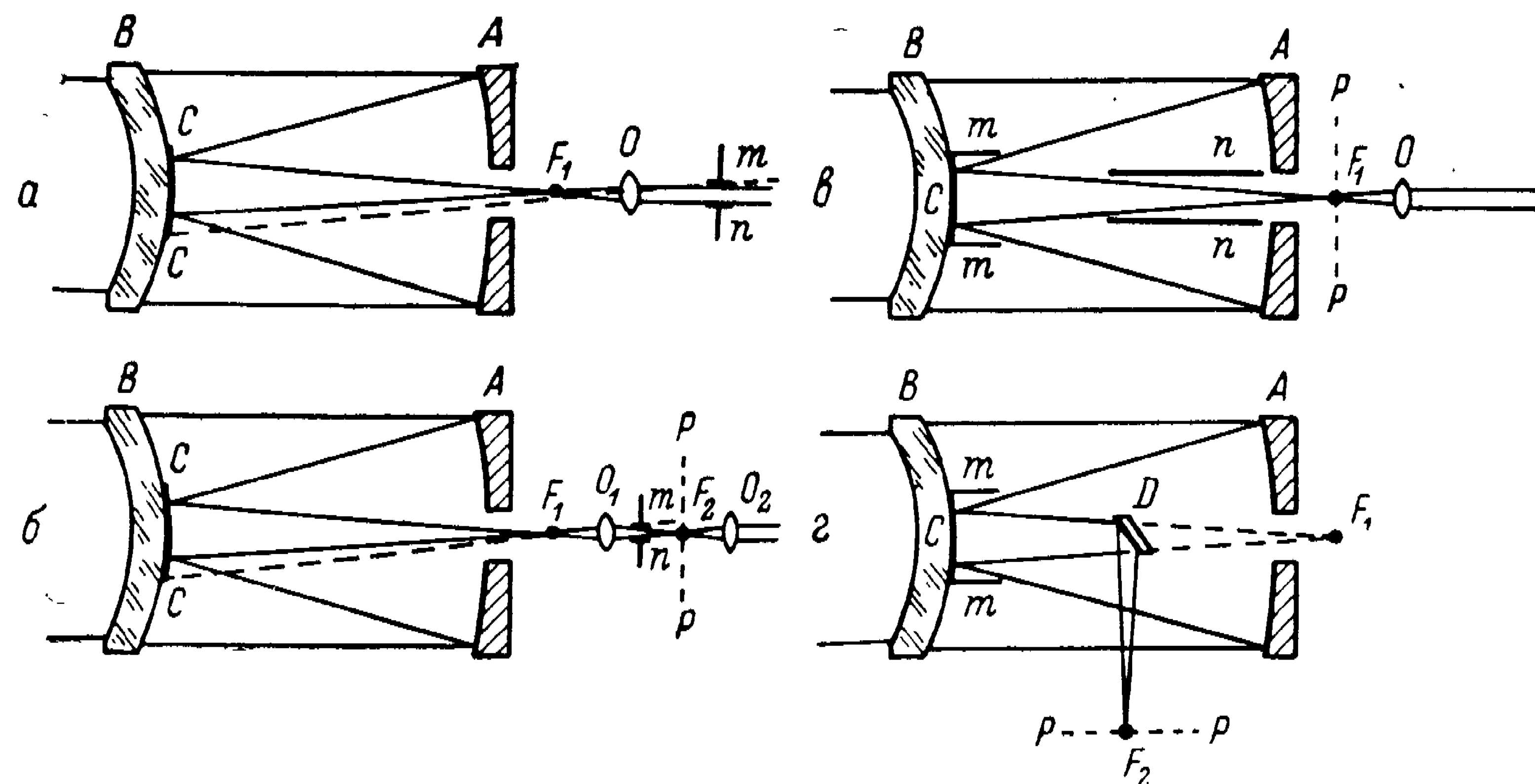


Рис. 154.

Существует четыре способа борьбы с паразитным светом, изображенные на рис. 154.

1) В плоскости кружка mn, представляющего собою изображение зеркала C в окуляре O, помещаем вещественную диафрагму, отсекающую паразитные лучи (рис. 154, *а*). Этот способ пригоден, конечно, только для визуальных инструментов. Его достоинство — чрезвычайная конструктивная простота; его недостаток — невозможность расположить зрачок глаза в плоскости окулярного кружка, которая уже занята вещественной диафрагмой; в результате — либо снижение видимого поля зрения, либо неприятное ощущение от соприкосновения ресниц с диафрагмой.

2) Последний недостаток может быть устранен путем введения дополнительной оборачивающей системы O_1, переносящей изображение из F_1 в F_2 (рис. 154, *б*). В этом случае вещественная диафрагма mn не мешает глазу, расположенному позади окуляра O_2. Системы O_1 и O_2 образуют вместе то, что называется земным окуляром. В случае фотографирования окуляр O_2 оказывается лишним, а пластинка располагается в плоскости PP и защищается от вуалирующего света той же диафрагмой mn. Таким образом, данный способ (как и следующие два) пригоден не только для визуальных, но и для фотографических наблюдений. Недостатком этого способа является не только сложность конструкций и дополнительные потери света из-за введения оборачивающей системы O_1, но и трудность, а иногда и невозможность расчета такой оборачивающей системы, которая не вносит значительных аберраций для наклонных пучков и тем самым не ограничивает размеров полезного фотографического поля.

В визуальной же системе Кассегрена, у которого поле невелико, такой «земной» окуляр с успехом может быть применен, выполняя при этом еще одну выгодную функцию, а именно преобразуя обратное изображение в прямое, после чего астрономическая труба превращается в земную. В «менисковом Грегори», дающем прямые изображения, такой «земной» окуляр для наблюдения земных объектов ничего, кроме вреда, не принесет, перевернув прямое изображение на обратное.

3) Прочертив ход лучей внутри трубы, мы убеждаемся в наличии «мертвого пространства», через которое не проходит ни один из действующих лучей. В этом мертвом пространстве можно расположить две трубки mm и nn, которые преградят дорогу паразитным лучам. Для малых визуальных полей часто можно ограничиться только одной трубкой nn (рис. 154, *в*).

Такой способ устранения паразитной засветки поля подкупает сравнительной простотой конструкции, но он несвободен от двух недостатков: зеркалу C приходится придавать несколько преувеличенные размеры, что несколько повышает экранирование, и трубка nn, даже хорошо зачерненная, сообщает некоторую засветку полю, так как на нее падают скользящие лучи; для устранения этой засветки в трубке nn приходится устанавливать по крайней мере одну диафрагму у переднего ее среза и тем самым благодаря преувеличению диаметра трубки повышать экранирование.

4) Последний недостаток я пытаюсь устранить путем введения диагонального зеркала D, расположенного на месте переднего среза трубки nn предыдущей схемы и выполняющего ту же роль, что и трубка nn, только значительно выгоднее в смысле виньетирования и засветки поля (рис. 154, *г*). Зеркало D вводится в трубу через отверстие в главном зеркале A; таким образом, несущая его стойка не экранирует пучков лучей; оно переносит фокус из точки F_1 в точку F_2, позволяя наблюдать светила, близкие к зениту, при нормальном положении головы, с преимуществами такого положения, описанными в главе о глазе. При этом способе в зависимости от конструкции системы и размеров поля трубка mm может оказаться излишней.

По схеме *а* рис. 154 возможно осуществление наиболее дешевого образца школьного телескопа. По схемам *б* и *в* в ГОИ спроектированы телеобъективы с фокусным расстоянием до 3 м при исключительно малой длине инструментов. По схеме *г* я проектирую фото-

визуальный инструмент для ГАИШ; такого же типа инструменты диаметром 200 мм должны быть изготовлены в количестве около сотни для экспедиционных работ по выбору места для Южной обсерватории и для вооружения наших университетских обсерваторий. Длина таких телескопов всего лишь в 2 раза превосходит их диаметр, а относительное отверстие близко к 1 : 7.

Приведу конструктивные элементы для крупного ($D = 1000$ мм) «менискового Кассегрена», который несомненно будет реализован в ближайшие годы:

$$\left.\begin{array}{ll} R_1^* = -995, & D = 1000, \\ R_2 = -1054.1, & d_1 = 100 \text{ (К8)}, \\ R_3^* = -4060, & d_2 = 1658, \\ & d_3 = -d_2, \\ R_4 = R_2 & \\ s' = 2088.2, & A_1 \approx 1:9.8, \\ F \approx 9800 & \delta^\circ_{max} = 1.03 \text{ мкм (на зеркале)} \end{array}\right\} \quad (442)$$

При ретушированном главном зеркале (δ°_{max} равно всего лишь 1.03 мкм) сферическая аберрация исправляется полностью; волновая сферохроматическая аберрация в лучах C и F заключена в пределах $\pm 0.5\lambda$. Небольшое изменение конструктивных элементов позволяет преобразовать визуальную коррекцию в фотографическую. При диаметре инструмента 1 м его длина близка к 2 м; поэтому инструмент может вполне уместиться в башне с диаметром купола около 3 м; для Иеркского однометрового рефрактора необходима башня с диаметром не менее 21 м, т. е. в 7 раз большего диаметра; возведя число 7 в степень $2^1/_2$, находим, что стоимость здания для однометрового менискового телескопа должна быть приблизительно в 130 раз ниже стоимости здания однометрового рефрактора, обладающего, кроме того, несравнимо более низкими оптическими качествами.

Кроме того, необходимо учесть маневренность двух сравниваемых инструментов, жесткости и веса их труб, нагрузки на оси, точность и чувствительность гидирования, нагрузки на часовые механизмы, дрожание инструментов от порывов ветра и т. д.

Преимущества менисковых телескопов перед рефракторами настолько велики и очевидны, что, несмотря на 90%-ю готовность Пулковского 32-дюймового объектива, выгоднее сейчас же начать проектирование и изготовление его менискового аналога, а линзовый объектив закончить для водворения в музей в память о более чем десятилетних работах по его осуществлению.** Вспомним, что механика и оборудование для 32-дюймового рефрактора либо погибли, либо еще не были осуществлены, а их стоимость во много раз превысит стоимость оптики, хотя бы и готовой; заметим, что для 32-дюймового мениска имеется в наличии вполне удовлетворительное (резервное для объектива) стекло, которое нужно только смоллировать в форму мениска и отжечь.

Во всяком случае изготовление и оборудование высококачественного 32-дюймового менискового телескопа реально в короткие сроки, а изготовление и оборудование такого же рефрактора весьма сомнительного оптического качества нереально в короткие сроки.

Д) «Менисковый Грегори» интересен как телескоп, дающий прямые изображения, т. е. находящий себе широкое

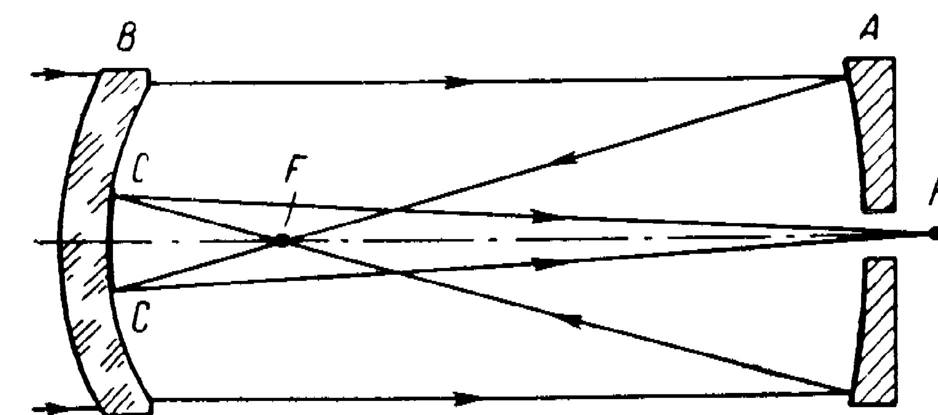


Рис. 155.

применение не только в астрономических, но и в бытовых приборах (рис. 155). Длина менискового телескопа Грегори неизбежно больше длины эквивалентного менискового телескопа Кассегрена, если под эквивалентностью понимать не только равенство действующих отверстий D, но и равенство остаточной сферической аберрации при строго сферической оптике или равенство асферичностей δ°_{max} при системах с ретушированными менисками или зеркалами. В оптическом отношении система Грегори имеет некоторые аберрационные преимущества и в то же время некоторые недостатки, обусловленные либо меньшей светосилой, либо большим экранированием.

Борьба с паразитной засветкой поля ведется теми же способами, что и в системе Кассегрена, — в одних случаях менее выгодно, а в других более выгодно.

Многие бытовые, а также и геодезические приборы есть полный смысл осуществлять по схеме «менискового Грегори».

Первый построенный нами менисковый телескоп, о котором было упомянуто выше и который неоднократно демонстрировался и заслужил высшую оценку со стороны астрономов и других специалистов, осуществлен по схеме рис. 155 и с добавлениями *а* или *в* рис. 154.

Фотография этого телескопа, работающего с конца 1941 г., изображена на рис. 156; здесь, конечно, интересна сама труба,

* Мениск или зеркало ретушированы.

** Слова Д. Д. Максутова оказались пророческими. Этот объектив (без оправы) хранится в музее Пулковской обсерватории ГАО АН СССР. Механика этого рефрактора, изготовленная фирмой «Гребб—Парсонс», погибла во время Великой Отечественной войны. — *Прим. ред.*

а не случайный штатив, взятый от 2-дюймовой французской трубы. Если каждого наблюдавшего в этот телескоп поражала его малая длина, то следует помнить, что такой же «менисковый Кассегрен» мог бы иметь длину приблизительно в 2 раза меньшую.

Е) «Менисковые брахиты». Если из классической системы Кассегрена выкроить эксцентричную часть, подобно тому как систему Гершеля мы выкраивали из системы Ньютона, то получится система, называемая брахи-телескопом, или брахитом.



Рис. 156.

Таким же образом можно выкроить эксцентричную часть из системы Грегори, хотя, насколько известно автору, никто до него таких схем не предлагал;* такую систему ради общности терминологии назовем также брахитом, не уступая, однако, авторства Форстеру и Фричу.

Каждый из двух типов брахитов может быть преобразован в менисковый брахит с значительными преимуществами и выгодой, о которых можно не повторяться. Схемы *а* и *б* рис. 157 поясняют такое преобразование; вторичные зеркала *C* могут быть в общем случае осуществлены в виде отдельных самостоятельных зеркал, не связанных с мениском *B*. Поле зрения в брахитах ничем не экранируется, и в этом смысле они также выгодны, как и система Гершеля.

Из двух брахитов рис. 157, пожалуй, следует отдать предпочтение второму, так как в нем зеркало *A* и мениск *B* меньше удалены от оптической оси, что выгодно для остаточных аберраций. Кроме того, второй брахит образует прямые изображения.

Ж) «Менисковый Шмидт» (рис. 158). Располагаем в плоскости центра кривизны *O* сферического зеркала *A* входную диафрагму с отверстием *D*; подбираем мениск *B* такой формы, чтобы его центры кривизны расположились в непосредственной близости к точке *O*, после чего правильно рассчитанная система

* Д. Максутов. Анаберрационные отражательные поверхности и системы и новые способы их испытания. — Тр. ГОИ, 1932, вып. 86, с. 59, рис. 36.

оказывается апланатичной и с исправленным астигматизмом, но с кривым полем *PFP*, как и обычная система Шмидта.*

В частном случае, за счет повышения остаточного хроматизма, можно применить концентрический мениск, центр кривизны

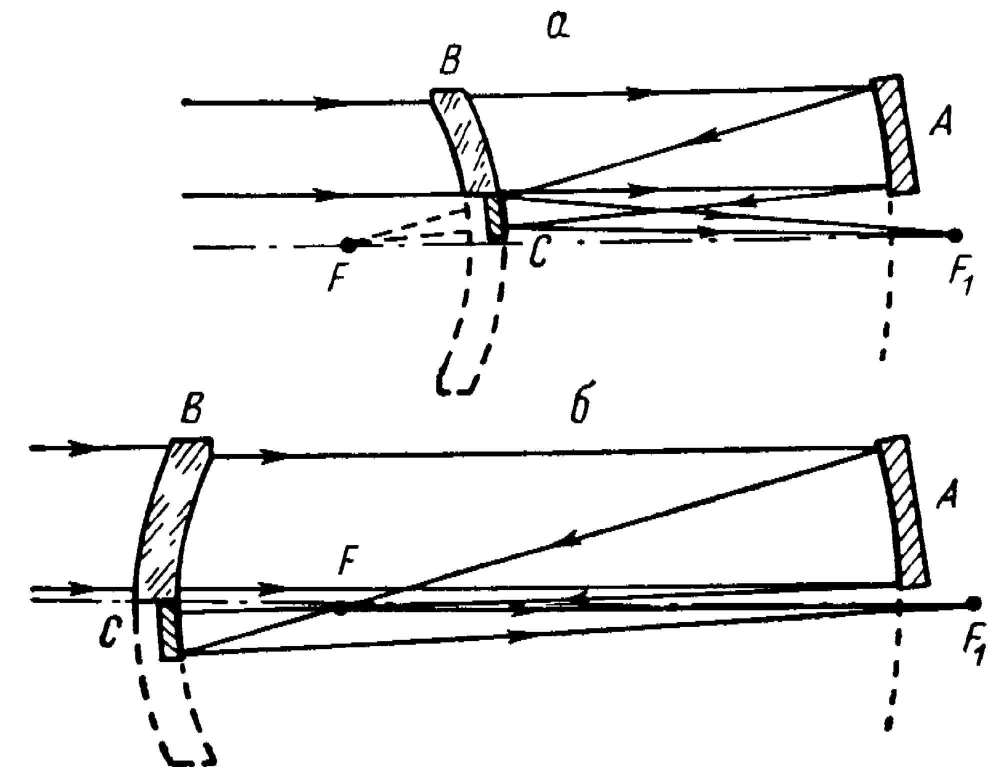


Рис. 157.

поверхностей которого в точности совпадает с точкой *O*. Такая система обладает тем замечательным свойством, что в ней исправлены не только кома и астигматизм третьих порядков, как в обыч-

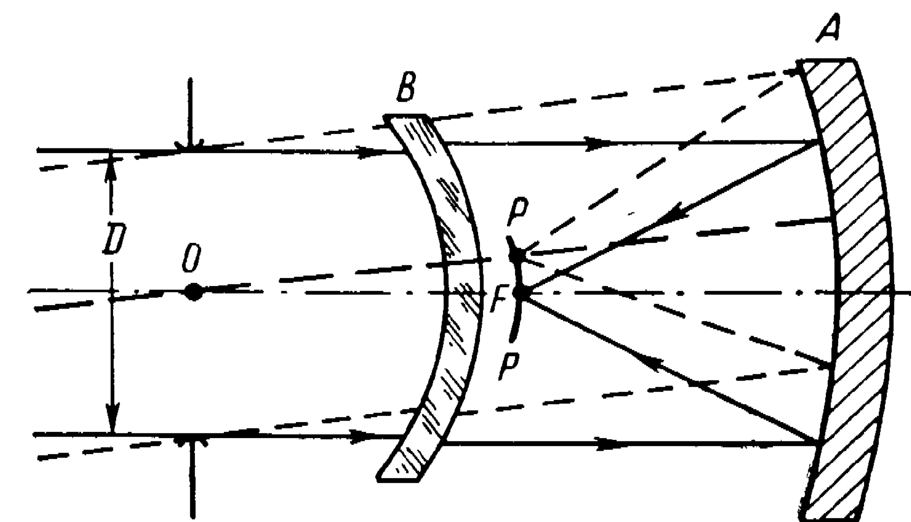


Рис. 158.

ной системе Шмидта, но и кома и астигматизм любых высших порядков, что недостижимо в обычной системе Шмидта.

Сравнивая менисковую систему Шмидта с обычной, мы находим следующие ее преимущества:

1) мениск *B* со сферическими поверхностями крайне прост и дешев в изготовлении;

* Эта система является родоначальницей систем «супер-Шмидтов», получивших широкое распространение для наблюдения метеоров и искусственных спутников Земли. — *Прим. ред.*

2) длина жесткой и ответственной части инструмента (от мениска до зеркала) несколько короче, а диаметр зеркала A несколько меньше, чем в обычной системе Шмидта.

Недостатком менисковой системы Шмидта является несколько преувеличенный диаметр мениска B по сравнению с диаметром действующего отверстия D. Впрочем, даже при значительных полях это преувеличение диаметра сравнительно невелико.

Менисковая система Шмидта интересна как сверхсветосильная широкоугольная камера и, в частности, как камера для спектрографа; если мениск выполнить из плавленого кварца, а зеркало алюминировать, то можно осуществить сверхсветосильную апланатическую камеру для ультрафиолетового спектрографа, для кото-

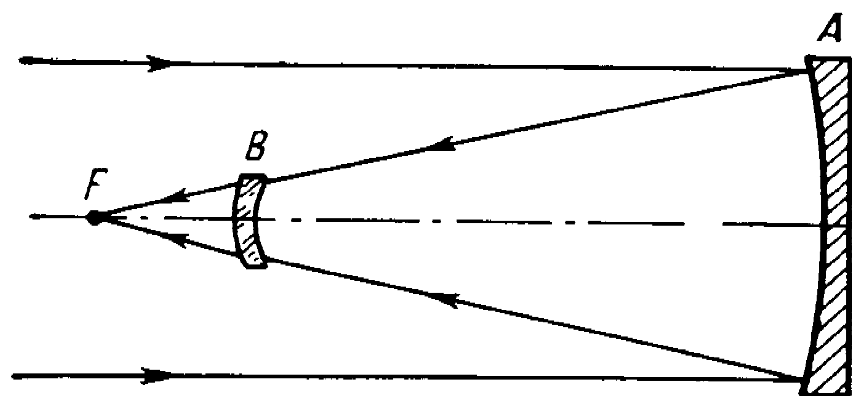


Рис. 159.

рой пока не удается придумать другого, конкурирующего с данным, решения.

3) «Менисковый Росс» изображен на рис. 159. Сферическая аберрация и кома *сферического* зеркала A исправляются мениском B, расположенным в *сходящихся пучках*; в фокусе F образуется апланатическое изображение.

Менисковая система Росса в отличие от всех предшествовавших систем страдает недостатками телескопа с открытой трубой. В то же время она имеет преимущество относительно малых размеров мениска B.

Если современное состояние техники стекловарения позволяет говорить о реальности осуществления менисков с поперечником 1 м, то телескоп в виде менисковой системы Росса может иметь отверстие порядка 3 м и быть просто изготовленным из двух оптических элементов A и B со сферическими поверхностями. Все, что было сказано в отношении системы проф. Чуриловского, в той или иной мере приходится повторить и в отношении данной системы, главное преимущество которой состоит в том, что здесь один мениск B выполняет функцию двух линз, что выгодно и в смысле экономии потерь света, и в смысле экономии времени и средств, особенно когда размеры корригирующего элемента внушительные; кроме того, контроль формы поверхностей мениска прост и обеспечен выгодной методикой, тогда как контроль поверхностей корригирующих линз далеко не так прост и надежен, как это может показаться не искушенному опытом читателю.

В малых телескопах можно применить своеобразную конструкцию корригирующего мениска B, рассчитав его весьма толстым

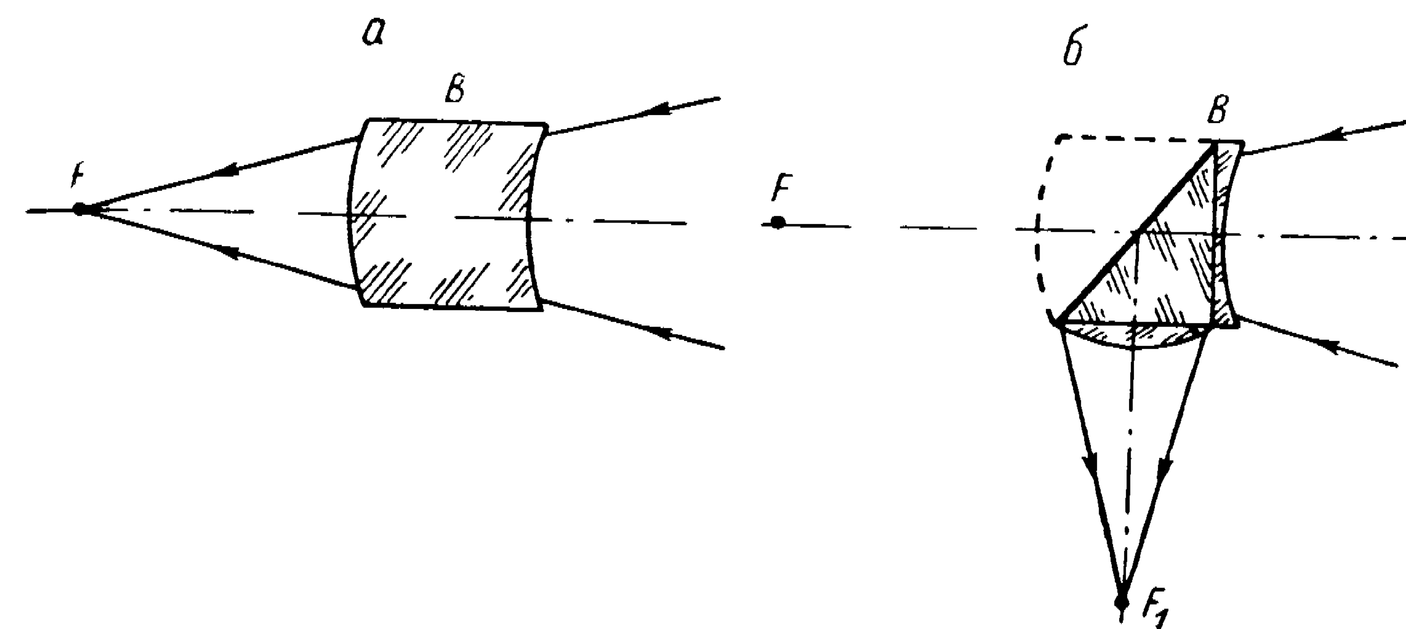


Рис. 160.

(рис. 160, *а*), а затем выполнив его в виде призмы полного внутреннего отражения (рис. 160, *б*). Ради технологического упрощения мениск можно выполнить в виде прямоугольной призмы с наклеенными на ее катеты плоско-вогнутой и плоско-выпуклой линзами, как это пояснено на рис. 160, *б*. Такой мениск-призма

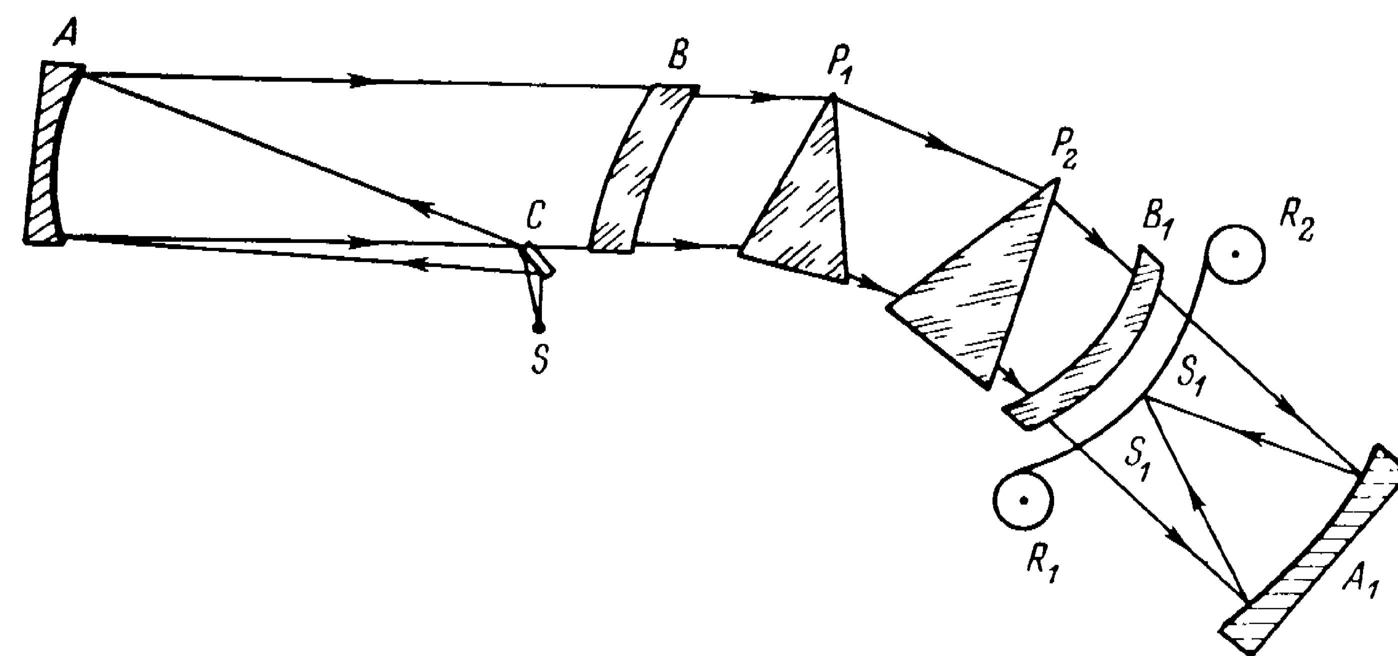


Рис. 161.

одновременно выполнит две функции: исправит сферическую аберрацию и кому главного сферического зеркала и изломит ось на 90°, перенеся фокус из F в F_1.

Но системы с мениском в сходящихся пучках менее совершенны, чем ранее рассмотренные системы с менисками в параллельных пучках: во-первых, в них хуже исправлены аберрации и, во-вторых, они не представляют собой систем с закрытой трубой; вво-

дить же дополнительное защитное плоскопараллельное окно нерационально, если оно должно выполнять только эту единственную функцию — осуществление герметизма инструмента.

И) Комбинированные менисковые системы. В одном приборе может фигурировать несколько оптических узлов, выполненных по различным оптическим схемам. Так, например, спектрограф можно осуществить по схеме рис. 161, где зеркала A и C и мениск B образуют менисковый коллиматор гершелева типа, посылающий строго параллельные пучки для широкого спектрального интервала, на что неспособны даже объективы апохроматы — из-за значительного вторичного спектра.

Эти сложные параллельные пучки падают затем на призмы P_1 и P_2, которыми они разлагаются на монохроматические параллельные пучки различного наклона, причем призмы не вносят комы и астигматизма лишь в том случае, когда коллиматор направил на них действительно параллельные пучки. Мениск B_1 и зеркало A_1 образуют камеру спектрографа, осуществленную, например, в виде системы «мениск—вогнутое зеркало». Щель S коллиматора изображается в виде спектра S_1S_1, свободного от сферической аберрации, комы и астигматизма, но несвободного от кривизны поля: по вычисленной кривизне поля можно натянуть узкую фотопленку, перематывая ее, например, с ролика R_1 на ролик R_2. Экранирующее действие такой пленки невелико и совершенно безвредно для качества изображения спектра, так как в этом случае дифракция от экрана несколько растягивает спектральные линии лишь в направлении их длины, а потому не вуалирует промежутков между спектральными линиями и не снижает разрешающей силы и контраста.

Можно предложить комбинированные менисковые системы для крупных астрономических инструментов, которые будут достаточно универсальны при одних и тех же мениске и главном зеркале. В виде примера изобразим одну из рациональных комбинированных систем на рис. 162. Здесь сферическое зеркало A и мениск B образуют систему, апланатическую для фокуса F. Схема *а* служит для фотографирования непосредственно в фокусе F при высокой светосиле и большом поле зрения. В схеме *б* добавляется вогнутое эллиптическое вторичное зеркало C, преобразующее систему в длиннофокусную с фокусом F_1 (менисковый Грегори); так как в этом случае поле зрения ограниченное, а относительное отверстие малое, то система не обязана быть апланатической, а достаточно, если она будет только стигматичной для оси. Наконец, в схеме *в* введено вторичное вогнутое зеркало D параболической формы («менисковый Мерсен»), посылающее параллельные пучки для питания бесщелевого спектрографа. Кассету схемы *а* и вторичные зеркала схем *б* и *в* можно, например, привязать к мениску B, приболтив несущие их стойки к мениску через засверленное в его центре отверстие; смену съемных элементов можно производить, например, через боковой люк в трубе телескопа.

Можно также рекомендовать комбинированную систему телескопа, изображенную на рис. 163.

Здесь A — вогнутое сферическое зеркало, B — ахроматический мениск. В фокусе F образуется изображение, практически свободное от хроматизма, сферической аберрации и комы. Как оказывается, у такой системы астигматизм весьма мал, но кривизна поля значительна.

Поэтому в светосильных системах удается использовать поля значительного углового поперечника, если только производить фотографирование на кривых пленках или пластинках, изогнутых по кривизне поля.

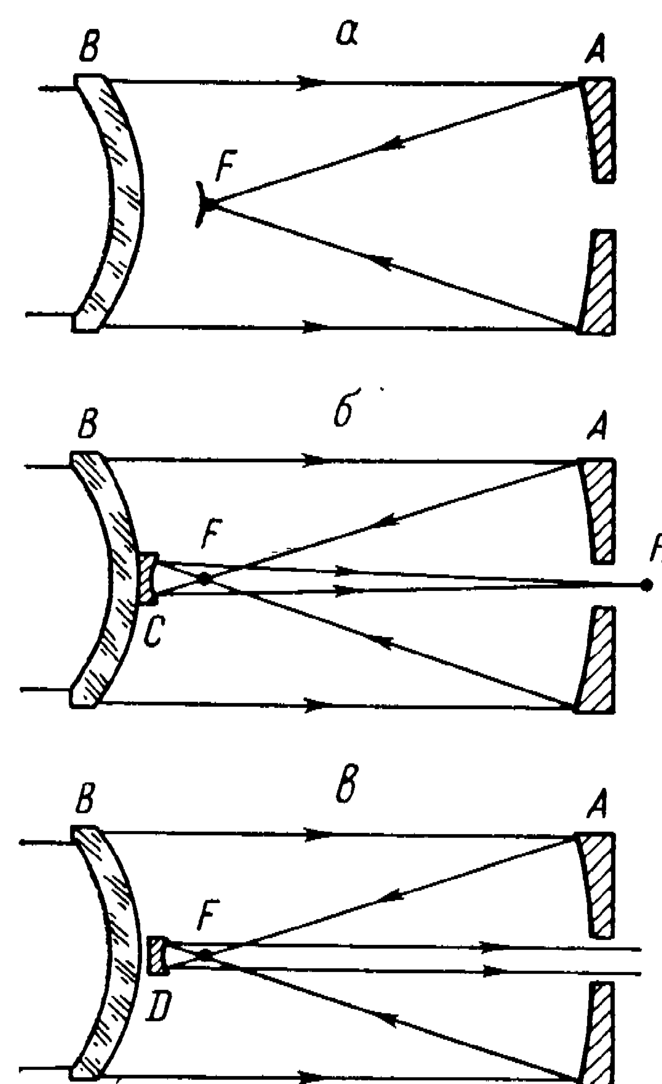


Рис. 162.

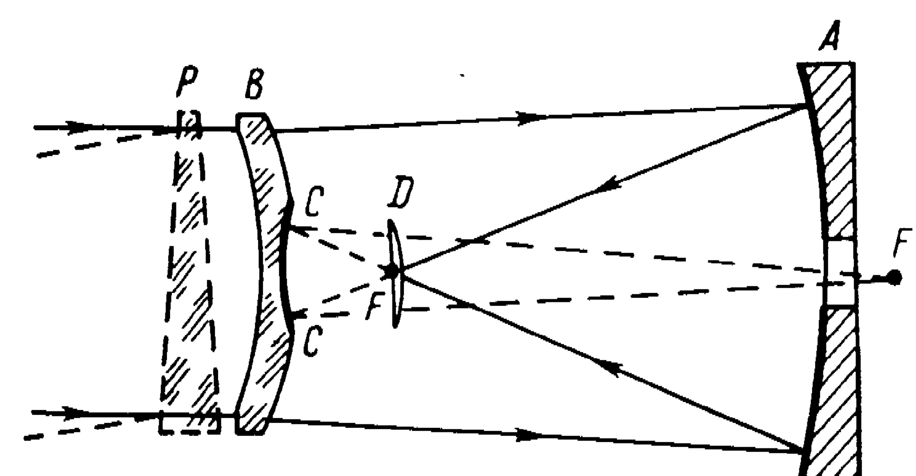


Рис. 163.

Усложняя конструкцию применением линзы Пиацци-Смита (D), удается с ее помощью исправить кривизну поля, в еще большей степени уменьшить астигматизм и производить фотографирование на плоских пластинках в системе высокой светосилы и большого поля зрения.

На внутренней поверхности мениска B нашлифована вогнутая асферическая поверхность $C—C$, позволяющая осуществить длиннофокусную систему с фокусом в F' в том случае, когда линза D и кассета удалены из своего гнезда через боковой люк телескопа.

К телескопу может быть добавлена объективная призма P, позволяющая производить спектрографирование больших звездных полей в фокусе F при малой дисперсии спектрографа или ограниченных звездных полей в фокусе F' при большой дисперсии спектрографа.

Возможны и другие интересные конструкции комбинированных менисковых систем.

Самостоятельный интерес представляют апланатические системы менисковых систем Кассегрена, Грегори и брахитов, которые здесь не рассматривались за недостатком места.

На этом весьма беглом обзоре приходится исчерпать изучение менисковых систем в данной книге более общего назначения.

24. ПРЕЛОМЛЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ НА ПЛОСКОСТЯХ. ПРИЗМЫ. ПЛОСКИЕ ЗЕРКАЛА

В § 13 было показано, что гомоцентрический пучок после преломления на плоской поверхности перестает оставаться гомоцентрическим и приобретает сферическую аберрацию, подчиняющуюся условию (98).

На рис. 164 изображена преломляющая плоскость *3—2—1* и светящаяся точка A. Продолжим плоскость до точки O, после

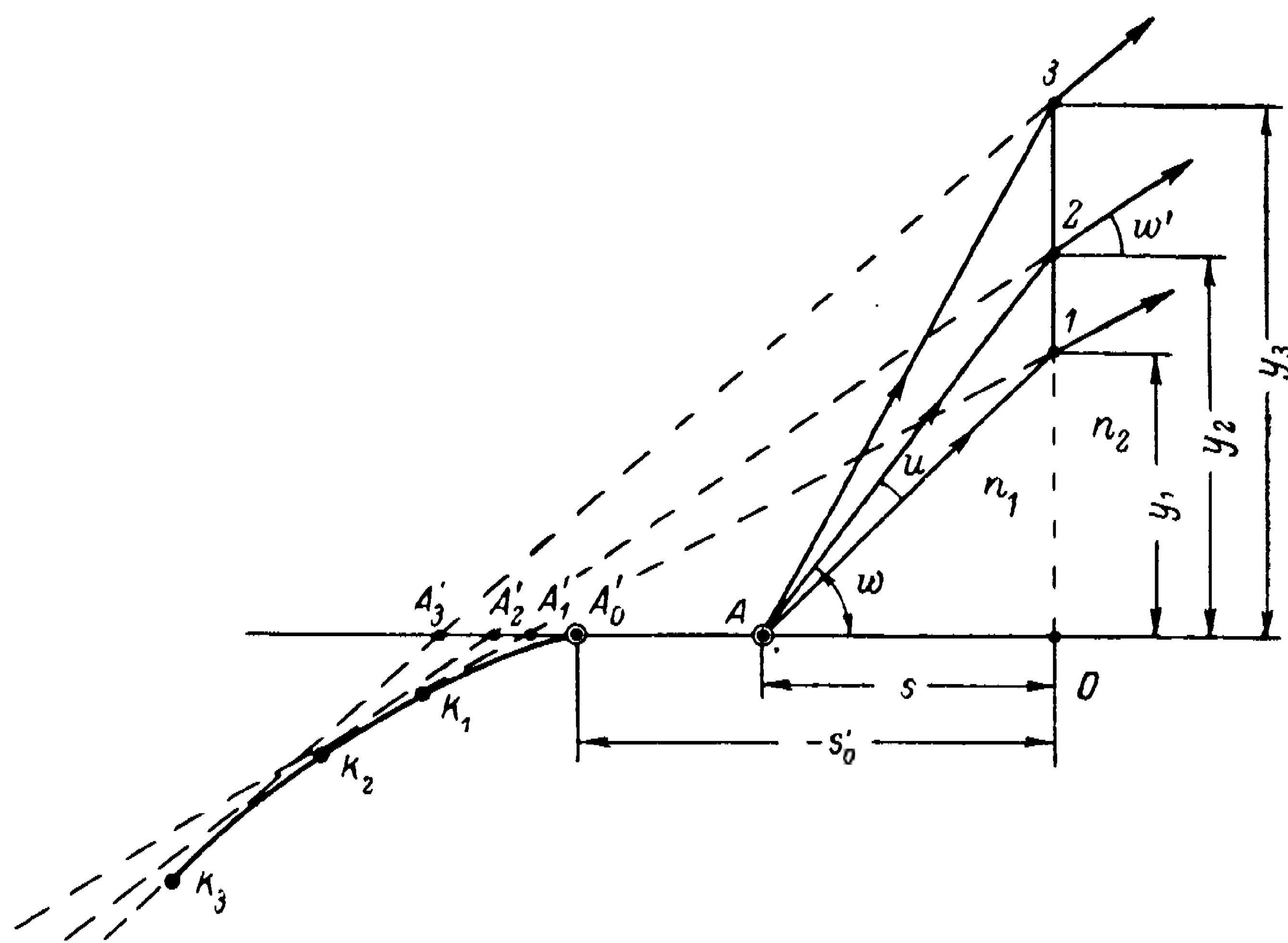


Рис. 164.

чего линию AO можем рассматривать как оптическую ось, а отрезок $AO=s$ принять за сопряженное расстояние выражения (98).

Высоты точек *1*, *2*, *3* обозначим через y_1, y_2, y_3. Изображение точки A для параксиальных лучей образуется в точке A'_0 ($A'_0=-s'_0$); в то же время лучи, преломленные на зонах *1*, *2*, *3*, пересекут ось в точках A'_1, A'_2, A'_3. Взаимное пересечение бесконечно близких лучей друг с другом образует часть к а у с т и к и $A'_0K_1K_2K_3$ с вершиной в точке A'_0. Таким образом, элемент плоскости *1—2—3* неспособен построить стигматичное изображение точки A; изображение точки A для любой плоскости фокусировки

представляется в виде несимметричного пятна, обусловленного комой и астигматизмом.

Кому преломленного пучка можно обратить в сколь угодно малую величину: для этого следует диафрагмировать преломляющую плоскость, т. е. уменьшить апертурный угол u, приближая точки *1* и *3* к точке *2*, принимаемой нами за середину преломляющей поверхности.

При беспредельном сближении точек *1* и *3* фокус меридионального сечения узкого пучка окажется в точке K_2, тогда как фокус сагиттального сечения того же пучка будет находиться в точке A'_2: узкий наклонный пучок после преломления на элементе *2* плоской поверхности практически освободился от комы, но сохранил астигматизм, причем A'_2K_2 является астигматической разностью.

Астигматизм преломленного пучка быстро растет с увеличением w — угла наклона пучка; кома преломленного пучка при заданном угле w быстро растет с увеличением апертурного угла u или, что равносильно, с увеличением относительного отверстия пучка.

Поэтому в зависимости от угла наклона и от относительного отверстия наклонный преломленный пучок в одних случаях может быть искажен преимущественно комой, а в других случаях преимущественно астигматизмом.

Единственный случай, когда наклонный преломленный пучок свободен от комы и астигматизма, — это случай параллельного падающего под углом w пучка: $s=\infty$, $u=0$.

В этом случае для каждого луча угол падения равен w и угол преломления равен w', причем $\sin w'=\sin w\,(n_1/n_2)=\text{const}$. Преломляющая плоскость преобразует, таким образом, падающий параллельный пучок одного направления в преломленный параллельный пучок другого направления и свободный от аберраций.

Если при этом преломляющая поверхность не представляет собою точной плоскости, но обладает некоторой кривизной ρ, хотя бы и очень малой, то преломленный пучок не только перестает быть строго параллельным, но приобретает, кроме некоторой малой сходимости, еще и аберрации наклонных пучков, т. е. астигматизм и кому.

Поэтому поверхности, преломляющие параллельные пучки, должны быть точными плоскостями.

Для астрономической оптики представляют интерес два преломляющих элемента с плоскими поверхностями: 1) плоскопараллельная пластина и 2) спектральная призма.

Плоскопараллельная пластина B (рис. 165) постоянной толщины d, заключенная в воздухе ($n_1=n_3=1$), обладает тем свойством, что каждый из лучей, упавших на нее под углом u, выходит из пластины под тем же углом $u'=u$. Поэтому для некоторой зоны y изображение точки A оказывается в A'_y. Изображение

для зоны y смещается, таким образом, на величину Δ_y, которая равна

$$\Delta_y = d\left(1 - \frac{\cos u}{\sqrt{n^2 - \sin^2 u}}\right) \approx d\left[\frac{(n-1)}{n} + y^2 \frac{(n^2-1)}{2s^2n^3}\right]. \tag{443}$$

Смещение параксиального изображения плоскопараллельной пластинкой, очевидно, равно

$$\Delta_0 = d\,\frac{(n-1)}{n}. \tag{444}$$

Сопряженное расстояние равно

$$s'_y = -(s - \Delta_y) \approx -s + d\,\frac{(n-1)}{n} + y^2\,\frac{d\,(n^2-1)}{2s^2n^3}. \tag{445}$$

Как видим, плоскопараллельная пластинка вносит положительную сферическую аберрацию и может служить, хотя бы

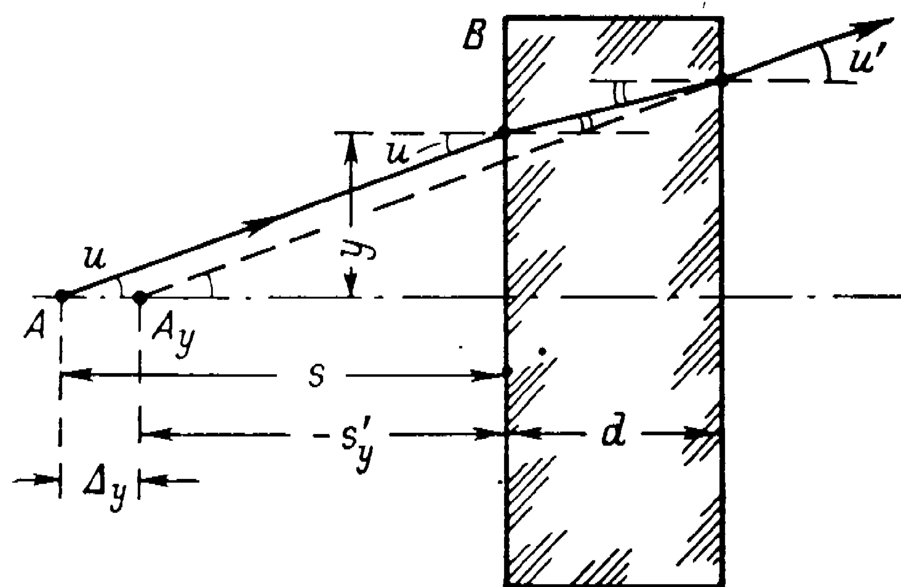


Рис. 165.

отчасти, для компенсации отрицательной сферической аберрации некоторых зеркальных или линзовых элементов оптических систем.

Известно, что призмы полного внутреннего отражения эквивалентны плоскопараллельным пластинкам. Поэтому в призматических приборах, вроде бинокля, стереотрубы и других, объективы следует рассчитывать сферически недоисправленными, так как призмы внесут положительную сферическую аберрацию и компенсируют недоисправление объектива.

Плоскопараллельная пластинка переисправляет также и хроматизм системы. Действительно, воспользовавшись выражением (445), определим сопряженные расстояния s'_C и s'_F для лучей C и F для параксиальной области ($y=0$), а затем найдем величину продольного хроматизма

$$s'_F - s'_C = +d\,\frac{(n_F - n_C)}{n^2}. \tag{446}$$

У одиночной или у хроматически недоисправленной линзы, как мы помним, продольный хроматизм имеет обратный знак, а потому плоскопараллельная пластинка, как и эквивалентная ей призма полного внутреннего отражения, требует объектива хроматически недокорректированного.

Не имея возможности рассмотреть здесь более подробно теорию плоскопараллельных пластин и влияние ошибок их плоскостности и параллельности, заметим только, что эти вопросы имеют большое практическое значение при исследовании заготовок оптического стекла в виде дисков, достаточно близких к плоскопараллельной форме. Для исследования таких дисков на свили и оптическую

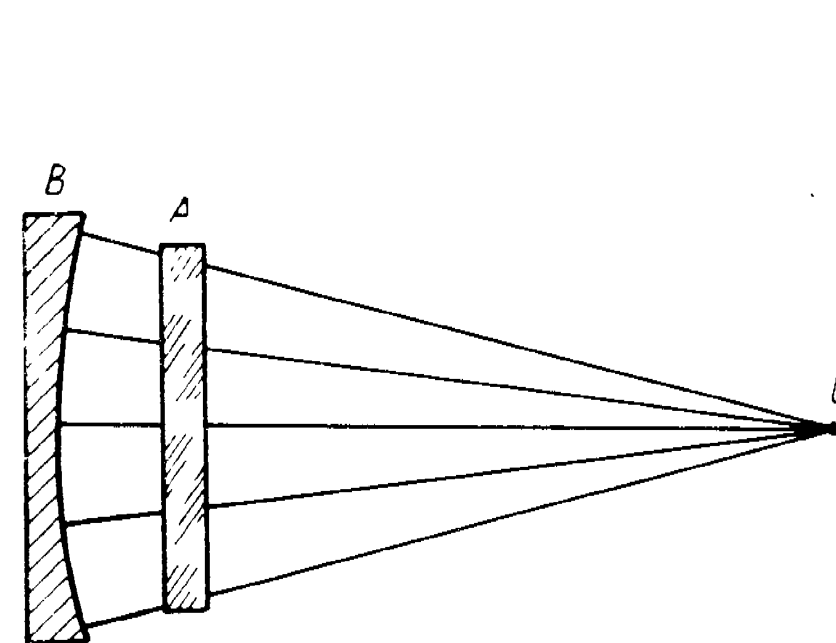


Рис. 166.

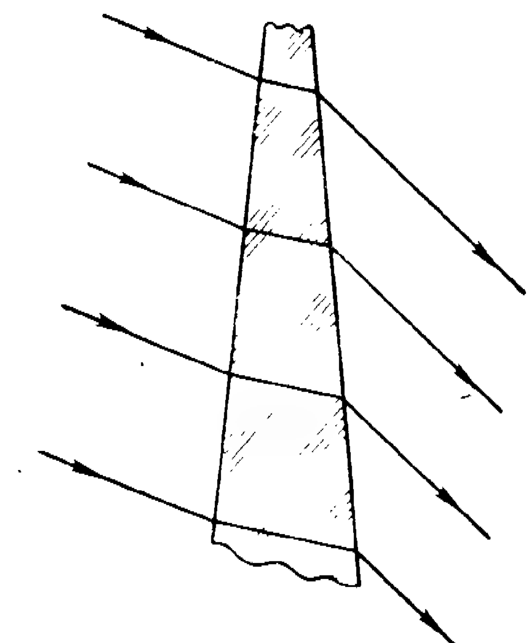


Рис. 167.

неоднородность обычно применяется схема рис. 166, на котором A — испытуемая заготовка и B — вогнутое сферическое зеркало с центром кривизны в точке O. Если в центре O (или в непосредственной к нему близости) расположить светящуюся точку, то изображение точки должно совместиться с точкой O (или расположиться в непосредственной от нее близости). Изображение точки мы исследуем с помощью окуляра или теневым методом (метод Фуко) и по искажениям изображения или по деформациям волнового фронта судим о дефектах испытуемого стекла и о его пригодности или непригодности для данного оптического изделия.

Но даже в случае идеальной плоскопараллельной формы пластины A и идеальной ее центрировки относительно оси зеркала возвращенный в точку O пучок приобретает сферическую аберрацию, равную удвоенной величине последнего члена выражения (445). Поэтому для безаберрационной схемы исследования требовалось бы зеркало B не сферической формы, а формы сплюснутого сфероида, причем различной для стекол A (различных толщины и показателя преломления). Так как это нерационально, то приходится учитывать сферическую аберрацию схемы, а для того

чтобы она была мала, приходится брать зеркало B с достаточно большим радиусом кривизны.

С хроматизмом (446) схемы рис. 166 исследователь борется путем применения монохроматического или фильтрованного света; впрочем, хроматические помехи при исследовании плоскопараллельных пластин невелики и несущественны.

Но на практике пластина A редко имеет точную плоскопараллельную форму и, кроме того, центрировка пластины A выполняется не всегда достаточно строго.

Децентрировка пластины, т. е. неперпендикулярность ее поверхностей осевому лучу, а также незначительная клиновидность пластины влекут за собою появление аберраций, не имеющих

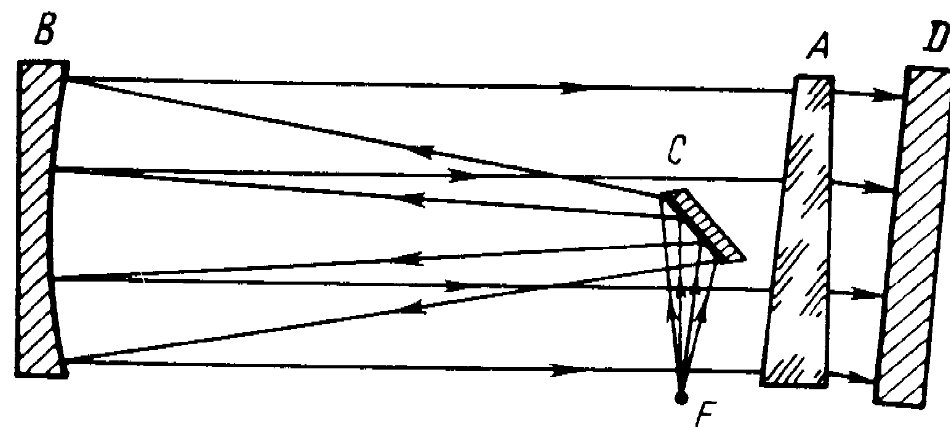


Рис. 168.

радиальной симметрии, а именно комы и астигматизма. Наблюдая изображение точки, искаженное этими аберрациями, исследователь не знает, чему следует приписать такое искажение: аберрациям ли нестрого выполненной оптической схемы рис. 166 или плавным оптическим неоднородностям исследуемой заготовки стекла.

Единственный случай, когда испытуемую заготовку можно наклонять на любой угол к падающему пучку и когда заготовка может иметь любую клиновидность, без появления аберраций комы и астигматизма в преломленном пучке, — это случай исследования в параллельном пучке лучей (рис. 167).

Вот почему для подобных исследований нужно рекомендовать схему, состоящую из к о л л и м а т о р а, т. е. прибора, посылающего параллельный пучок, и т р у б ы, т. е. прибора, принимающего параллельный пучок; испытуемую же пластину располагать между ними.

В частном случае коллиматор и труба могут быть совмещены в одном приборе, как это изображено на рис. 168, где B — вогнутое параболическое зеркало — посылает параллельный пучок, если в его фокусе F, отнесенном вбок с помощью диагонального зеркала C, помещена светящаяся точка; далее пучок пронизывает испытуемый диск A, падает на плоское автоколлимационное зеркало D, возвращается обратно, вторично пронизывая испытуемый диск A, и после вторичного отражения от зеркал B и C строит

изображение точки F в непосредственной от нее близости. Такая схема исследования называется а в т о к о л л и м а ц и о н н о й, а параболическое зеркало B при посредстве плоского зеркала D одновременно выполняет роль и коллиматора, и трубы.

Всякая клиновидность пластины влечет за собой отклонение направления преломленного пучка от направления пучка падающего. Так как отклонение преломленного луча от луча падающего есть функция показателя преломления вещества клина и так как показатели преломления веществ изменяются с изменением длины волны, то всякий оптический клин не только отклоняет преломленный луч к своему основанию, но и разлагает сложный луч на его цветные составляющие, т. е. вызывает д и с п е р с и ю света.

Для получения значительной дисперсии оптический клин должен иметь значительный угол при вершине и быть изготовлен из вещества с малым числом Аббе (ν), т. е. с большой дисперсией. Такие клинья называются спектральными призмами; из сказанного выше понятно, что они могут хорошо работать только в строго параллельных пучках.

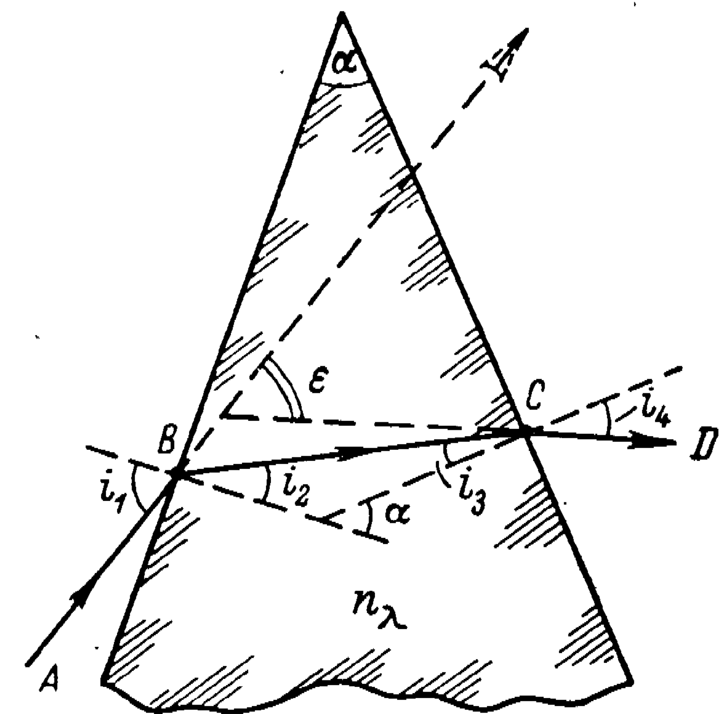


Рис. 169.

На рис. 169 изображена спектральная призма с углом при вершине α и с показателем преломления n_λ для некоторой длины волны λ. Если луч AB падает на первую поверхность призмы под углом i_1 и в плоскости чертежа, то он выходит из второй поверхности под углом преломления i_4, причем преломленный луч CD отклоняется на угол ε от падающего луча AB. Элементарные рассуждения позволяют вывести следующие зависимости:

$$\sin i_4 = \sin \alpha \sqrt{n_\lambda^2 - \sin^2 i_1} - \cos \alpha \sin i_1, \tag{447}$$

$$\varepsilon = i_1 + i_4 - \alpha. \tag{448}$$

Для луча BC наступает полное внутреннее отражение, и луч CD не может выйти из призмы в воздух в том случае, когда $\sin i_4 = 1$; для этого случая выражение (447) дает следующую зависимость:

$$\sin i_1 = \sin \alpha \sqrt{n_\lambda^2 - 1} - \cos \alpha. \tag{449}$$

Наконец, рассмотрим предельный случай, когда не только выходящий луч скользит по второй поверхности призмы ($i_4 = 90°$), но и луч входящий скользит по первой поверхности призмы ($i_1 = 90°$). Приравняв единице выражение (449), находим условие

$$\left.\begin{aligned} \sin \alpha_{\max} &= \frac{2\sqrt{n_\lambda^2 - 1}}{n_\lambda^2} \\ \text{или} \qquad \cos \alpha_{\max} &= \frac{n_\lambda^2 - 2}{n_\lambda^2}, \end{aligned}\right\} \tag{450}$$

при котором ни один из вошедших в призму лучей не может из нее выйти, так как претерпевает полное внутреннее отражение на второй поверхности призмы.

Угол $\alpha_{\max}$ при вершине призмы может быть назван предельным углом, так как за этим пределом призма теряет свой смысл преломляющей (спектральной) призмы. Из выражения (450) находим

$$\left.\begin{aligned} &\text{при } n = 1.5 \qquad \alpha_{\max} = 83.°6, \\ &\text{при } n = 1.6 \qquad \alpha_{\max} = 77.°4, \\ &\text{при } n = 1.7 \qquad \alpha_{\max} = 72.°1. \end{aligned}\right\} \tag{451}$$

Понятно, что на практике используют призмы с преломляющими углами, значительно меньшими предельных, редко превосходящими $\alpha = 60°$; в противном случае призмы приобретают колоссальные размеры при малом поперечном сечении действующих пучков, т. е. при малой разрешающей силе призмы.

Призму (рис. 169) следует ориентировать относительно лучей так, чтобы первый и последний углы были равны ($i_1 = i_4$), т. е. чтобы луч BC был перпендикулярен к биссектрисе угла α.

При таком симметричном ходе пучка через призму, во-первых, достигается наибольшее поперечное сечение действующего пучка, т. е. наилучшее использование призмы, и, во-вторых, продольный масштаб спектра претерпевает наименьшие искажения.

Можно доказать, что в этом случае угол отклонения ε (448) приобретает наименьшее из возможных значение, а потому такая ориентировка призмы называется установкой призмы на у г о л н а и м е н ь ш е г о о т к л о н е н и я.

Условие угла наименьшего отклонения призмы выводится в следующем виде из выражения (447), если в нем положить $i_4 = i_1$:

$$\sin i_1 = \sin i_4 = n \sin \frac{\alpha}{2}. \tag{452}$$

Определив таким образом $i_1 = i_4$, находим из выражения (448) угол наименьшего отклонения $\varepsilon_{\min}$.

Если угол α при вершине призмы достаточно мал, то такую призму принято называть клином, для которого можно дать следующие приближенные формулы, выведенные в предположении малости углов:

$$i_4 \approx \alpha n - i_1, \tag{453}$$

$$\varepsilon \approx \alpha (n - 1). \tag{454}$$

Углы отклонения для лучей C и F выразятся в виде

$$\varepsilon_C \approx \alpha (n_C - 1), \quad \varepsilon_F \approx \alpha (n_F - 1), \tag{455}$$

откуда угол между направлениями преломленных клином лучей F и C равен

$$\Delta\varepsilon_{FC} = \varepsilon_F - \varepsilon_C \approx \alpha (n_F - n_C). \tag{456}$$

Этот угол назовем *углом дисперсии клина*. Отношение угла дисперсии к углу отклонения

$$\frac{\Delta\varepsilon_{FC}}{\varepsilon} \approx \frac{n_F - n_C}{n - 1} = \frac{1}{\nu} \tag{457}$$

есть величина постоянная и равная обратной величине числа Аббе вещества клина. Так, в случае клина из стекла К8 ($\nu = 64$) угол дисперсии в 64 раза меньше угла отклонения.

Для астрономической оптики представляет большой практический интерес не только случай преломления, но и случай отражения на плоской поверхности.

В случае идеально плоской поверхности гомоцентрический пучок после отражения остается гомоцентрическим, не приобретая никаких аберраций, что было показано в выражении (129). Это замечательное свойство плоского зеркала широко используется в целостатных установках, в ломаных телескопах, в телескопах с диагональными плоскими зеркалами, в автоколлимационных схемах исследования объективов и зеркал и т. д.

Но на практике «плоское» зеркало всегда изготовляется с теми или иными ошибками, а потому реальные «плоские» зеркала могут вводить аберрации и часто значительные, если ошибки изготовления велики или если оптическая схема благоприятствует появлению значительных аберраций, хотя бы и при малых ошибках изготовления зеркал.

Поэтому нас будет интересовать не элементарно простая теория идеальных плоских зеркал, а теория реальных зеркал, обладающих теми или иными ошибками изготовления.

Будем различать два вида или два класса зеркальных плоскостей: класс A и класс B.

П л о с к о с т и к л а с с а A установлены перпендикулярно к падающему на них пучку; если же они установлены и не строго перпендикулярно к пучку, то во всяком случае отступление от перпендикулярности измеряется весьма малыми углами.

В большинстве автоколлимационных схем плоские зеркала принадлежат к плоскостям класса A.

Реальное плоское зеркало может обладать двумя основными ошибками изготовления: 1) местными или зональными ошибками и 2) общей весьма малой кривизной.

Малая общая кривизна в большинстве случаев не вредит такому зеркалу, так как она в незначительной степени изменяет сходимость отраженного пучка, не вызывая сколько-нибудь заметной сферической аберрации; об аберрациях же наклонных пучков здесь говорить не приходится, если зеркало принадлежит к плоскостям класса A.

В каждом отдельном случае автоколлимационного плоского зеркала можно вывести допуск на его общую кривизну ρ_{max} и показать, что допуск этот весьма и весьма грубый.

В то же время допуски на местные и зональные ошибки в таких зеркалах всегда очень строги.

Пусть (рис. 170) плоское зеркало класса A имеет местную или зональную ошибку поверхности, глубина (или высота) которой равна δ_{max}.

Если $I—I$ изображает собой фронт падающей на зеркало A волны, то фронт отраженной волны $II—II$ приобретет местную деформацию с наибольшей глубиной h_{max}, причем

$$h_{max} = 2\delta_{max}. \qquad (458)$$

Рис. 170.

В первоклассной оптической схеме h_{max} не должно превышать $\lambda/4$, откуда для местных и зональных ошибок первоклассного плоского зеркала класса A устанавливаем допуск:

$$\delta_{max} = \frac{1}{8}\lambda = \frac{1}{4} \text{ полосы.} \qquad (459)$$

Так как плоское зеркало является в схеме не единственным источником погрешностей, то в действительности допуск на ошибки плоского зеркала приходится ужесточать по сравнению с формулой (459).

Плоскости класса B располагаются под большими углами наклона к падающим пучкам, а потому в них даже незначительная общая кривизна может вызывать значительные аберрации наклонных пучков: кóму и главным образом астигматизм.

На рис. 171 изображена плоскость класса B. Если бы плоскость B была идеально плоской, то изображение точки A оказалось бы в точке A', причем AA' перпендикулярно к плоскости B и $AC=CA'$.

Допустим, что ось $AO=L$ падающего конического пучка составляет угол w с нормалью к зеркалу B в точке O и что апертурный угол u пучка достаточно мал, что позволяет пренебречь комой и считаться только с астигматизмом отраженного пучка; наконец, допустим, что поверхность B имеет некоторую общую кривизну $\rho=1/R$, где $R=OO_1$ — радиус кривизны поверхности B, имеющей центр кривизны в точке O_1. В этом случае изображение точки A для сагиттального пучка окажется в точке A'_s, являющейся пересечением прямых AO_1 и OA', тогда как изображение точки A для меридионального пучка окажется в более близкой к зеркалу точке A'_m.

Благодаря общей кривизне произошли различные смещения Δ_s и Δ_m для изображений сагиттального и меридионального пучков, а значит, отраженный пучок приобрел астигматизм с астигматической разностью Δ_{sm}.

Решая данную геометрическую задачу, находим следующие зависимости:

$$\Delta_m = -\frac{2L^2\rho}{\cos w}, \qquad (460)$$

$$\Delta_s = -2L^2\rho \cos w. \qquad (461)$$

Отсюда астигматическая разность

$$\Delta_{sm} = \frac{2L^2\rho \sin^2 w}{\cos w} = 2L^2\rho \operatorname{tg} w \sin w \qquad (462)$$

и кривизна поверхности зеркала

$$\rho = \frac{1}{R} = \frac{\Delta_{sm}}{2L^2 \operatorname{tg} w \sin w}. \qquad (463)$$

Последняя формула, связывающая кривизну зеркала с продольным астигматизмом, может быть применена при исследовании кривизны «плоских» зеркал в схеме Коммона.

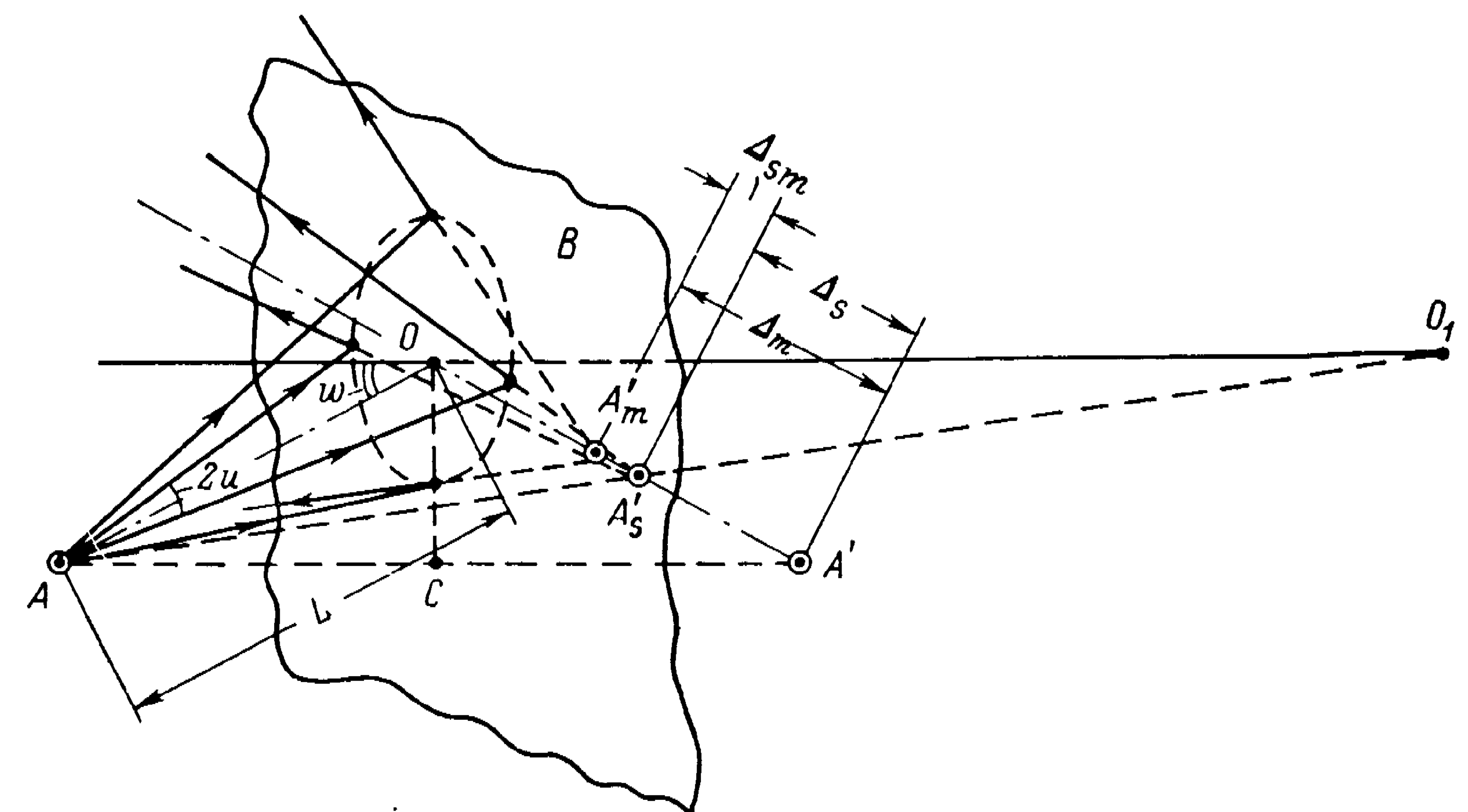


Рис. 171.

Схема Коммона (рис. 172) использует анаберрационный центр кривизны O вогнутого сферического зеркала A; в непосредственной близости к зеркалу A и под значительным к нему углом наклона w располагается испытуемая плоскость B, переносящая точку O в точку O_1.

Если в O_1 поместить светящуюся точку, то ее безаберрационное изображение образуется в той же точке O_1 лишь в том случае,

когда кривизна зеркала B равна нулю. В случае наличия некоторой весьма малой кривизны ρ у зеркала B изображение образуется вблизи O_1, обладая астигматической разностью

$$\Delta'_{sm} = 4L^2 \rho \operatorname{tg} w \sin w. \tag{464}$$

Как видим, $\Delta'_{sm} = 2\Delta_{sm}$ выражения (462) по той причине, что в схеме Коммона отражение от зеркала B двухкратное, а потому и астигматизм, обусловленный кривизной зеркала, удваивается. Поэтому кривизна зеркала при его исследовании в схеме Коммона равна

$$\rho = \frac{\Delta'_{sm}}{4L^2 \operatorname{tg} w \sin w}. \tag{465}$$

Рис. 172.

Возвращаемся к рис. 171, который повторим на рис. 173, изображающем ход лучей в меридиональной плоскости.

Наилучшая фокусировка для астигматического пучка, как мы помним, оказывается в плоскости P—P, равноудаленной от фокалей A'_m и A'_s. В этой плоскости изображение представляется в виде кружка рассеяния, а угловой астигматизм η_{sm} определяется в виде

$$\pm \eta_{sm} \approx \frac{\Delta_{sm} \operatorname{tg} u}{2L}. \tag{466}$$

Но $\operatorname{tg} u$ можно выразить через малую $(2b)$ ось действующего отверстия зеркала B:

$$\operatorname{tg} u \approx \frac{2b}{2L}. \tag{467}$$

После этого угловой астигматизм (466) в соответствии с (467) и (462) примет вид

$$\mp \eta_{sm} \approx 2b \frac{\rho \operatorname{tg} w \sin w}{2}. \tag{468}$$

От угловой аберрации переходим к волновой и определяем волновой астигматизм h_{sm} в виде

$$\pm h_{sm} = \int_0^b \eta_{sm} db, \tag{469}$$

где b играет роль переменной зоны y и на краях зеркала обращается в полуось b_0 действующего отверстия зеркала.

Поэтому для полного действующего отверстия зеркала

$$(\pm h_{sm})_{\max} = \frac{(2b_0)^2 \rho \operatorname{tg} w \sin w}{8}. \tag{470}$$

В первоклассной визуальной системе $(\pm h_{sm})_{\max}$ не должно превосходить $\lambda_0/8$, поэтому допустимая кривизна $\rho_{\max}$ для первоклассных плоских зеркал определяется из выражения (470), приравненного $\lambda_0/8$, в виде

$$\rho_{\max} = \frac{1}{R_{\min}} = \frac{\lambda_0}{(2b_0)^2 \operatorname{tg} w \sin w}. \tag{471}$$

Поясним последнее выражение на частном примере: в телескопе Ньютона диагональное зеркало имеет малую ось действующего

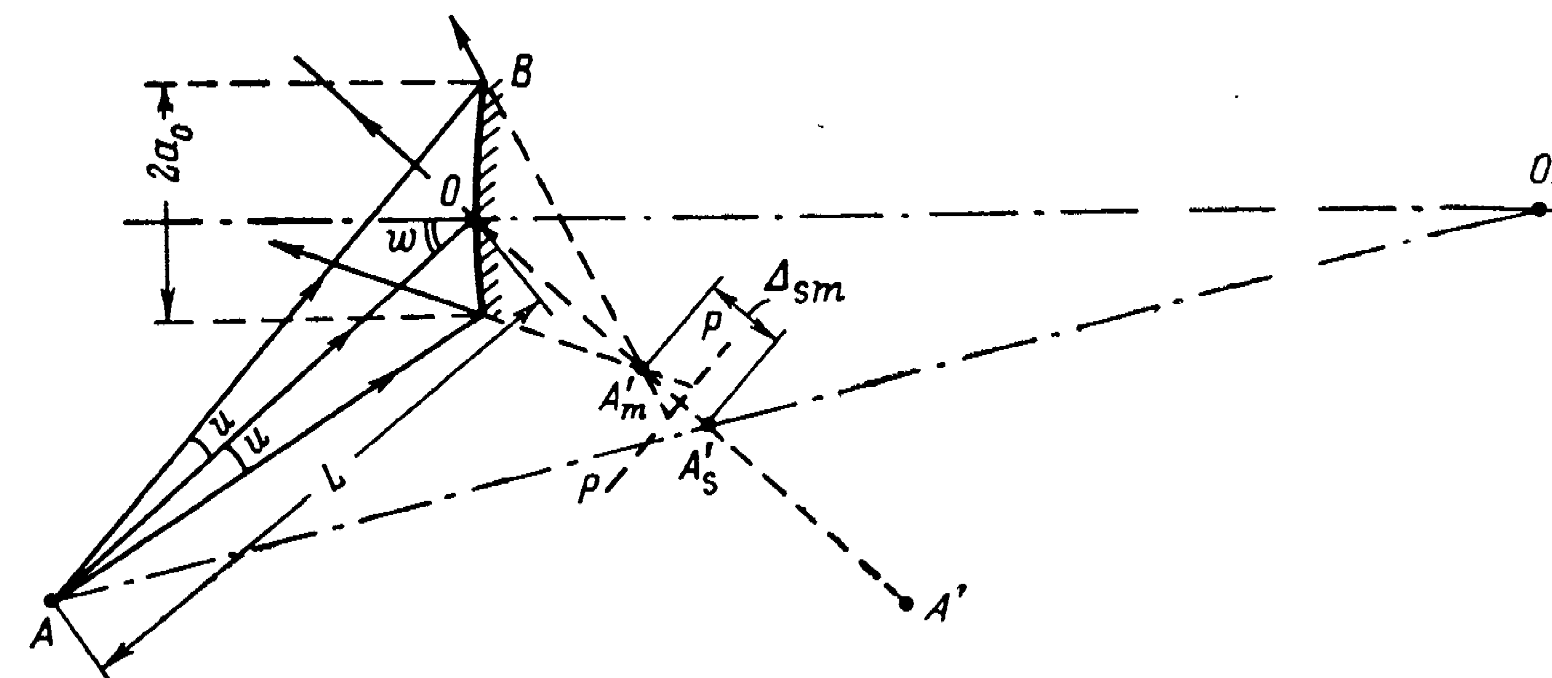


Рис. 173.

отверстия $2b = 100$ мм и наклонено к оси телескопа на угол $w = 45°$; определяем допустимую кривизну зеркала для первоклассного визуального телескопа ($\lambda_0 = 0.555$ мкм)

$$\left.\begin{aligned} \rho_{\max} &= 7.85 \cdot 10^{-8} \text{ мм}^{-1} \\ \text{или} \quad R_{\min} &= 1.27 \cdot 10^{7} \text{ мм.} \end{aligned}\right\} \tag{472}$$

Таким образом, если заданное диагональное зеркало может быть и не вполне плоским, то его радиус кривизны не должен быть меньше ~13 км. При такой малой кривизне отступления поверхности зеркала от плоскости на краях малой и большой осей соответственно будут равны

$$\delta_b = 0.098 \text{ мкм} = 0.177\lambda_0, \qquad \delta_a = 0.196 \text{ мкм} = 0.354\lambda_0. \tag{473}$$

Так как диагональное зеркало — не единственный источник погрешностей в телескопе, то в действительности приходится выполнять его плоскую форму с еще большей точностью.

В отношении местных и зональных ошибок зеркала класса B ведут себя несколько благоприятнее зеркал класса A.

Пусть у зеркала B (рис. 174) имеется местная или зональная ошибка, достигающая величины δ. Пусть $I—I$ — фронт падающей волны и $II—II$ — фронт отраженной волны, на котором появляется деформация h, соответствующая ошибке поверхности δ. Пусть w — угол падения волны $I—I$ на плоскость B. Оказывается, что

$$h = 2\delta \cos w. \qquad (474)$$

При нормальном падении $\cos w = 1$ и зеркало обращается в плоскость класса A [выражение (458)]. Но при углах w, близких к 90°, т. е. при лучах, почти скользящих по поверхности зеркала B, $\cos w$ может быть сделан сколь угодно малым, а потому даже при больших ошибках δ поверхности зеркала волновые аберрации h могут быть весьма малы и не превышать долей световой волны. В результате матовая грубая поверхность зеркала B способна к правильному зеркальному отражению лучей, если они достаточно близки к скользящим по поверхности.

Рис. 174.

Таким образом, между плоскими зеркалами класса A и класса B существуют следующие два различия: 1) зеркала класса A допускают, без вреда для качества изображения, значительную общую кривизну, в то время как зеркала класса B допускают ничтожно малые кривизны; 2) зеркала класса B допускают местные и зональные ошибки, в $1/\cos w$ раз бо́льшие, чем зеркала класса A.

Хорошее лабораторное плоское зеркало, работающее сегодня в одних, а завтра в других схемах, должно одновременно удовлетворять и условиям первоклассного зеркала класса A, и условиям первоклассного зеркала класса B, ужесточенным по крайней мере вдвое.

25. ОКУЛЯРЫ

Нормальный глаз строит на сетчатке резкое изображение предмета и притом без напряжения аккомодирующих мышц хрусталика, если от точек предмета поступают в глаз параллельные пучки.

Поэтому для нормального глаза передний фокус окуляра B должен быть совмещен с фокусом F объектива A (рис. 175), в результате чего из окуляра выйдут параллельные пучки. Если обозначить через f и ϕ фокусные расстояния объектива и окуляра, а через D и d — диаметры входного и выходного зрачков, то, как мы помним, увеличение телескопа

$$G = \frac{f}{\phi} = \frac{D}{d}. \qquad (475)$$

На расстоянии p от второй главной точки окуляра образуется изображение входного отверстия объектива; диаметр этого изображения равен d, а сопряженное расстояние

$$p = \phi\left(1 + \frac{\phi}{f}\right) \qquad (476)$$

при малом ϕ и значительном f практически не отличается от фокусного расстояния ϕ окуляра.

Для близорукого или дальнозоркого глаза приходится дефокусировать глаз на некоторую величину $\mp\Delta$ с тем, чтобы выходящие из окуляра пучки приобрели сходимость, отличную от нуля и соответствующую степени близорукости или дальнозоркости наблюдателя, измеряемой в диоптриях.

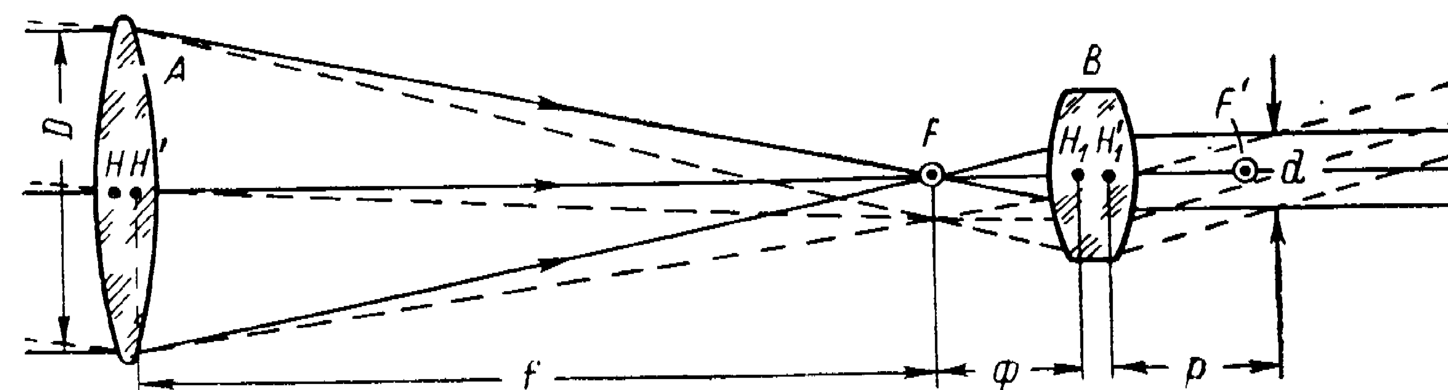


Рис. 175.

Рассмотрим случай близорукости или дальнозоркости ∓ 1 дптр, которому будет соответствовать дефокусировка $\mp\Delta_{1\,дптр}$ (отрицательная для близорукого и положительная для дальнозоркого глаза) и сходимость выходящих из окуляра пучков ± 1 дптр, т. е. сходимость с расстояния ± 1 м.

В этом случае

$$\mp\Delta_{1\,дптр} = \frac{\phi^2}{1000 - \phi} \approx \frac{\phi^2}{1000}. \qquad (477)$$

На последнее приближение мы имеем право только потому, что ϕ окуляра всегда значительно меньше 1000 мм.

Таблица 72

ϕ, мм	3.5	5	7	10	14	20	28	40	56
$\mp\Delta_{1\,дптр}$, мм	0.012	0.025	0.05	0.1	0.2	0.4	0.8	1.6	3.1

Табл. 72 дает значения перефокусировки $\mp\Delta_{1\,дптр}$ (на ∓ 1 дптр) для окуляров различных фокусных расстояний ϕ.

С ростом близорукости или дальнозоркости дефокусировка $\mp\Delta_{1\,дптр}$ должна быть увеличена приблизительно пропорционально степени аметропии, выраженной в диоптриях.

Как видим, слабые окуляры неприятны тем, что требуют значительных перефокусировок для различных наблюдателей. Так, окуляр $f' = 56$ мм следует обеспечить возможностью передвижения вдоль оси на ± 31 мм от среднего положения, если принять, что вероятны наблюдатели с аметропией в пределах от $+10$ до -10 дптр.

Переходим к вопросу о расположении глаза относительно окулярного кружка mn (рис. 176). Здесь можно руководствоваться двумя различными принципами.

Принцип I. Глазное яблоко, изображенное пунктиром $I - I$, устанавливается в такое положение, при котором его центр

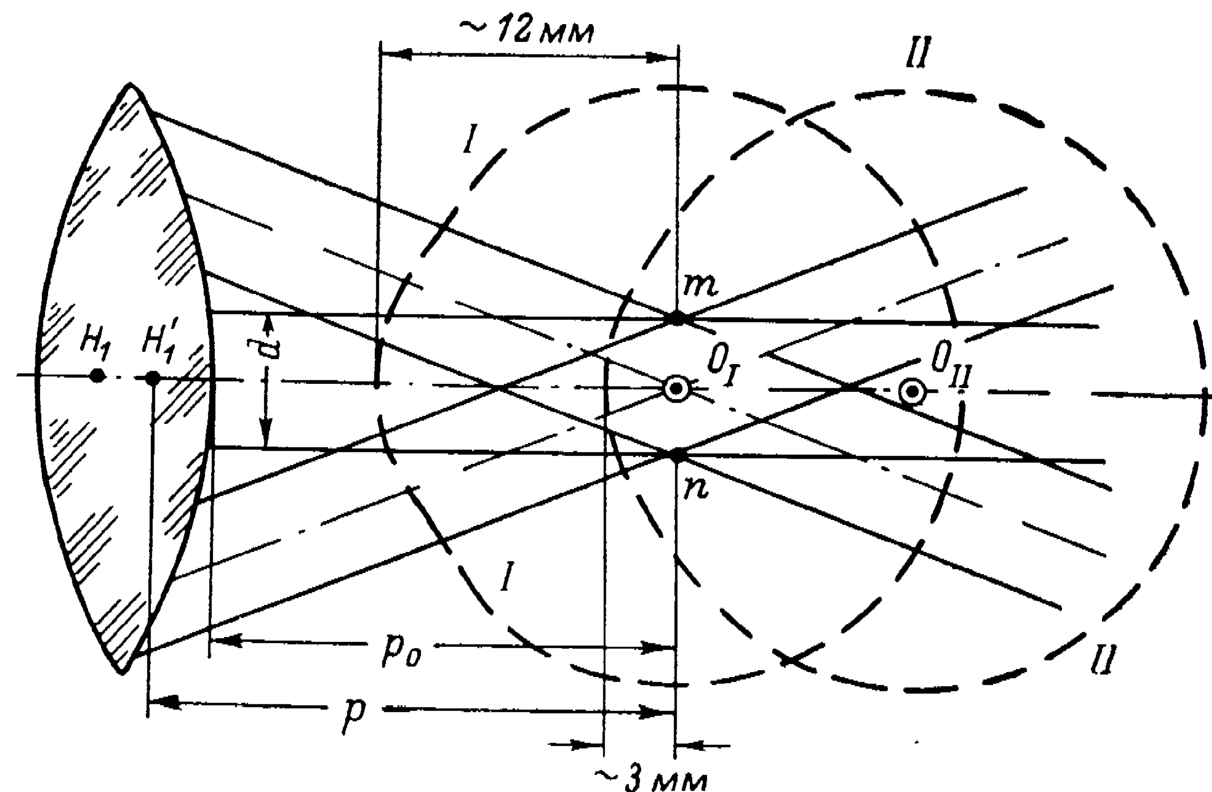


Рис. 176.

вращения O_I лежит на оси и в плоскости окулярного кружка mn. При этом глаз не видит всего поля зрения, а если и видит края поля зрения, то во всяком случае при значительном виньетировании, т. е. при пониженной яркости; зато для обозревания краев поля зрения глазу достаточно выполнять вращательное движение глазного яблока вокруг центра O_I, не перемещая головы.

Так как расстояние от роговицы до центра вращения глаза O_I близко к ~ 12 мм, то понятно, что принцип I применим лишь к слабым окулярам и такой конструкции, при которой окулярный кружок mn далеко вынесен вправо от последней поверхности окуляра. Иначе говоря, принцип I осуществим в том случае, когда отрезок $p_0 > 12$ мм.

Принцип II. Глаз расположен таким образом, что изображение кружка mn, построенное через роговую оболочку и жидкость передней камеры, совпадает с плоскостью глазного зрачка. Такое расположение глаза показано на рисунке пунктиром $II - II$, и ему соответствует расстояние около 3 мм между передней точкой роговицы и плоскостью кружка mn.

В этом случае глаз одновременно видит полное поле зрения и без всякого виньетирования. Но для отчетливого рассматривания деталей объекта необходимо привести их изображение в центральную ямку желтого пятна, т. е. вращать глазное яблоко, направляя визирную линию на различные участки поля зрения, а не только на его центр, как это показано на рисунке. При таком вращении глазного яблока окулярный кружок mn будет смещаться с глазного зрачка и для всех точек поля зрения будет происходить одновременное и одинаковое виньетирование. Чтобы освободиться от виньетирования и восстановить нормальную видимость, приходится вместе с вращением глазного яблока выполнять небольшие перемещения головы в плоскости, перпендикулярной оптической оси; рис. 177 поясняет сказанное для двух случаев наблюдения: точки на оси (a) и точки у верхнего края поля зрения (b). Принцип II применим не только для слабых, но и для сильных окуляров такой конструкции, при которой отрезок $p_0 > 3$ мм.

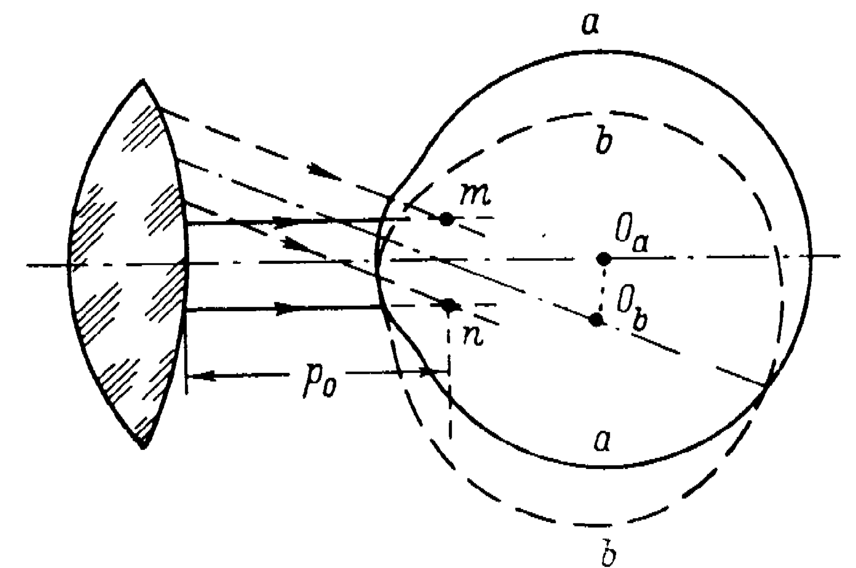


Рис. 177.

В астрономических приборах стремятся удовлетворить условиям принципа II как наиболее выгодного. Так как нельзя допускать прикосновения роговицы к последней линзе окуляра, то отрезок p_0 должен быть не менее 4 мм, чтобы принцип II наблюдения мог быть использован. При этом глаз будет испытывать неприятное ощущение от прикосновения ресниц к линзе или оправе окуляра; этот дефект можно считать практически устраненным при $p_0 > 12$ мм, т. е. опять-таки в случае слабых окуляров или средних, но благоприятной конструкции. Удаляясь от условий принципа II и приближаясь к условиям принципа I, мы постепенно вводим виньетирование для наклонных пучков при осевом зрении и в то же время можем обозревать прямым зрением различные точки поля при все меньших и меньших перемещениях головы — за счет вращения глазного яблока.

Теперь понятно, какую важную роль играет величина p_0 при оценке окуляра и почему вычислительная мысль направлена на поиски конструкций, обеспечивающих возможно бóльшую длину отрезка p_0.

Если зрачок выхода d окуляра значительно меньше глазного зрачка $d_г$, то появляется возможность значительно отступить от условий принципа II и все же соблюсти его формально, т. е. перехватить неподвижным зрачком глаза пучки любого наклона и без виньетирования.

Рис. 178 поясняет сказанное. Если β — угол поля зрения окуляра, то к отрезку p_0 можно прибавить смещение Δp_0, и все же пучки от крайних точек поля проникнут через зрачок в глаз, если $d_г > d$. Величина Δp_0 может быть представлена в следующем виде:

$$\Delta p_0 = \frac{d_г - d}{2 \operatorname{tg} \beta}. \qquad (478)$$

Так, при $d_г=6$ мм, $d=0.5$ мм, $\beta=20°$ находим, что $\Delta p_0=7.6$ мм.

Такое значительное увеличение рабочего расстояния окуляра заметно смягчает недостатки сильных окуляров и благоприятствует астрономическим наблюдениям при высоких увеличениях, когда $d_г$ велико, а d мало.

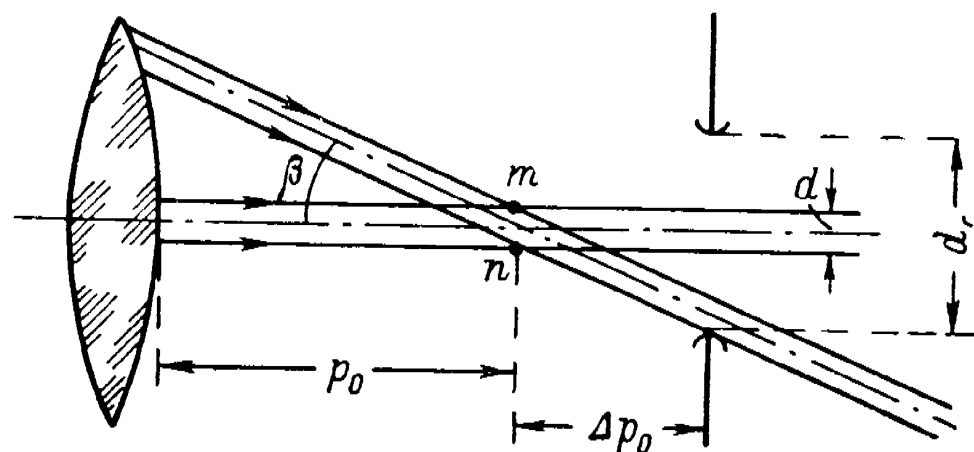


Рис. 178.

Если в связи с большой яркостью наблюдаемого объекта (например, Луны) или при дневных наблюдениях зрачок глаза сократится до меньшего диаметра, то и величина Δp_0 заметно уменьшится.

Так, если в прежнем примере принять $d_г=2$ мм, то $\Delta p_0=2$ мм вместо прежних 7.6 мм.

Хотя величина Δp_0 переменна для различных диаметров глазных зрачков и зрачков выхода окуляра, но ее всегда следует учитывать как благоприятный фактор, позволяющий использовать сильные окуляры в более выгодных условиях, чем это следует из пояснений к рис. 177.

Выражение (478) устанавливает, кроме того, зависимость между Δp_0 и углом поля зрения окуляра и притом не в пользу широкоугольных окуляров.

С аберрациями окуляров лучше всего ознакомиться при описании окуляров различных конструкций, к каковому мы и перейдем.

А) Окуляр в виде одиночной тонкой линзы. Такими окулярами пользовались астрономы три века тому назад, но и в настоящее время однолинзовый окуляр не лишен некоторого смысла, так как в нем сочетаются минимальные потери света вместе с предельной простотой конструкции. Его недостаток — малое поле зрения, обусловленное значительными и совершенно неисправленными аберрациями, — в некоторой степени возмещается значительным рабочим расстоянием p_0, уступающим только рабочему расстоянию окуляров специального типа (с вынесенным зрачком). Так как аберрационные помехи уменьшаются с уменьшением размеров модели окуляра, то однолинзовый окуляр не лишен практического интереса для осуществления высоких увеличений в телескопе.

Для возможного уменьшения хроматизма окуляр следует выполнять из стекла кронгласса, обладающего малой дисперсией.

Выполним такой окуляр в виде плоско-выпуклой линзы из стекла К8 и ориентируем ее сперва выпуклостью к объективу, а плоскостью к глазу (рис. 179, *а*), а затем наоборот (рис. 179, *б*).

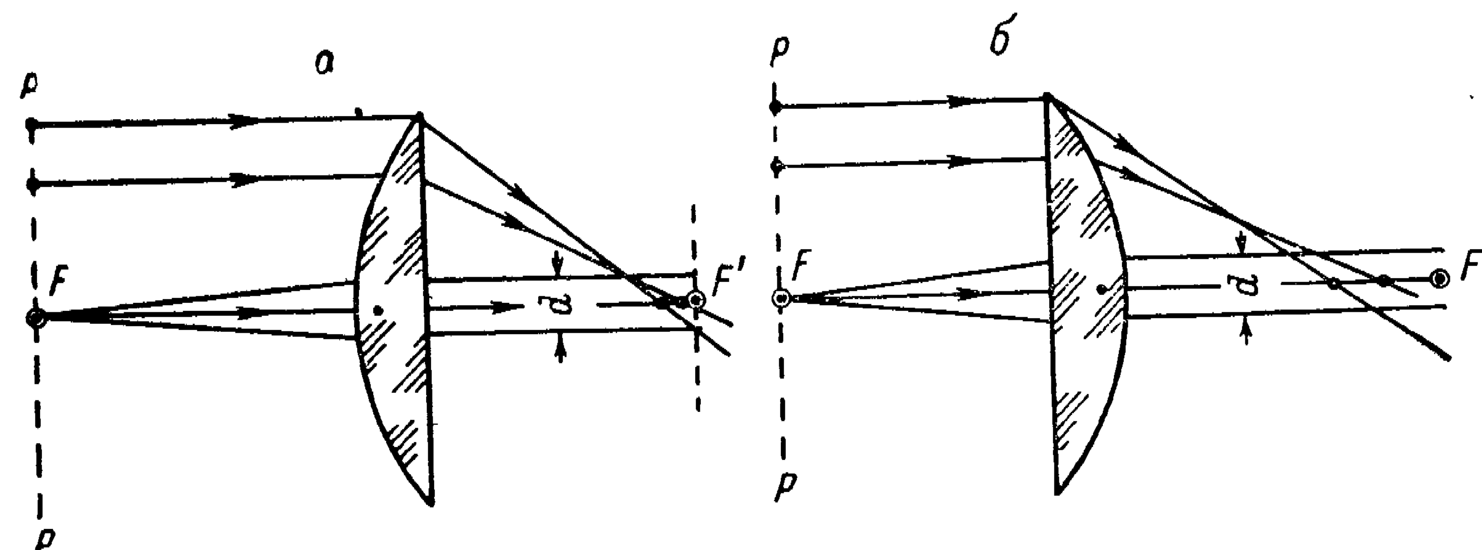


Рис. 179.

Для определения сферической аберрации достаточно рассмотреть аберрацию в обратном ходе осевого пучка, т. е. направить справа налево параллельный пучок заданного зрачком выхода диаметра d и определить сферическую аберрацию преломленного линзой пучка в передней фокальной плоскости *PFP* окуляра. Мы помним, что в случае *а* сферическая аберрация приблизительно в 4 раза больше, чем в случае *б*. Поэтому если объектив имеет значительное относительное отверстие, а пучки рис. 179 значительную угловую апертуру, то схеме *б* следует отдать предпочтение перед схемой *а*. Но в схеме *б* очень велики аберрации наклонных пучков. В частности, дисторсия зависит от сферической аберрации окуляра в прямом ходе лучей, которая мала в схеме *а* и велика в схеме *б*. Поэтому схема *б* обладает значительно меньшим полезным полем по сравнению со схемой *а*.

Так как в отношении сферической аберрации и аберраций наклонных пучков свойства двух схем диаметрально противоположны, то астроному предоставляется выбор из них в каждом конкретном случае наблюдений: если можно мириться с крайне ограниченным полем, но необходимо получить возможно более резкие изображения вблизи оси при объективе значительного относительного отверстия, то следует остановить свой выбор на схеме *б*; в случае малого относительного отверстия объектива лучше применить схему *а* и получить большее полезное поле зрения.

Остановимся на однолинзовом окуляре *a* рис. 179 и определим для него волновую сферическую аберрацию h°_{max} в обратном ходе лучей, воспользовавшись выражениями (190), (105) и (108):

$$h^{\circ}_{max} \approx 0.01685 d A^3, \qquad (479)$$

где A — относительное отверстие объектива и d — диаметр зрачка выхода инструмента.

В первоклассном визуальном приборе величина h°_{max} не должна превосходить $\lambda_0/4$, во всяком случае при малых зрачках выхода, когда дефекты глаза уже не мешают различению дифракционной картины изображения.

Поэтому однолинзовый окуляр, ориентированный плоскостью к глазу и выполненный из стекла К8, обладает пренебрегаемо малой сферической аберрацией и позволяет наблюдать совершенные изображения на оси телескопа и в монохроматическом свете, если выполнено условие

$$d_{max} = 0.0082 V^3. \qquad (480)$$

В табл. 73 даны зрачки выхода $d_{max} = \varphi(A)$.

Таблица 73

A	1 : 1	1 : 2	1 : 3.5	1 : 5	1 : 7	1 : 10	1 : 14	1 : 20
d_{max}, мм	0.008	0.066	0.35	1.03	2.82	8.2	22.6	66

Так, при $A = 1 : 3.5$ однолинзовые окуляры не могут быть применены, за исключением случая окуляров особенно высокого увеличения ($d \leqslant 0.35$ мм); при $A = 1 : 5$ можно применять однолинзовые окуляры с зрачком выхода до 1 мм; наконец, при $A = 1 : 10$ возможно применение однолинзового окуляра и для равнозрачкового увеличения.

Если сферическая аберрация не очень велика даже для наименее благоприятной схемы *a* рис. 179, то хроматические помехи в однолинзовом окуляре весьма существенны. Хроматизм положения в однолинзовом окуляре нас не должен особенно страшить, так как при коротких фокусных расстояниях окуляра он меньше вторичного спектра линзового объектива.

Действительно, вторичный спектр линзового объектива в лучах C и F относительно фокуса лучей λ_0 составляет около 1/2000 части фокусного расстояния объектива; в то же время продольный хроматизм одиночной линзы окуляра в лучах C и F составляет около $^1/_{64}$ части фокусного расстояния окуляра. При увеличении трубы $G \approx 200/64 = 31^{\times}$ продольные хроматизмы окуляра и объектива конкурируют друг с другом по величине, а при более сильных увеличениях первенствующую роль играет вторичный спектр объектива, а не хроматизм положения окуляра. Кроме того, объектив всегда можно несколько перекорригировать хроматически и тем самым компенсировать хроматизм окуляра. Во всяком случае в рефракторе не окуляр, а объектив портит качество изображения.

Но если объектив инструмента свободен от хроматизма (зеркальные или менисковые телескопы), то хроматизм окуляра будет заметно снижать качество безупречного изображения, полученного с помощью такого объектива.

Формула (235), выведенная на основании, может быть, слишком строгих допущений, позволяет составить таблицу зрачков выхода d_{max} первоклассного однолинзового окуляра из стекла К8, с учетом только его хроматизма положения (табл. 74).

Таблица 74

A	1 : 1	1 : 2	1 : 3.5	1 : 5	1 : 7	1 : 10	1 : 14	1 : 20
d_{max}, мм	0.14	0.28	0.50	0.71	1.0	1.4	2.0	2.8

Так, при $A = 1 : 3.5$ можно применять однолинзовый окуляр для наиболее сильных увеличений, а при $A = 1 : 10$ однолинзовый окуляр пригоден и для средних увеличений. Более слабые однолинзовые окуляры в действительности также могут быть применены без заметных хроматических помех, потому что при больших зрачках выхода дефекты глаза замаскируют дефекты окуляра.

Большим злом однолинзового окуляра является, как оказывается, его хроматизм увеличения, ограничивающий полезное поле в большей часто степени, нежели кома, астигматизм, кривизна поля и дисторсия.

Так как в окуляре из стекла К8 фокус для лучей C на $^1/_{64}$ часть длиннее фокуса для лучей F, то и увеличение в красных (C) лучах на $^1/_{64}$ часть, или на 1.56%, меньше, чем в лучах голубых (F). В результате звезды вне центра поля представляются в виде радиальных спектриков, длина которых (от C до F) составляет 1.56% их удаления от центра поля зрения.

Так, если полный угол поля зрения окуляра $2\beta = 20^{\circ}$, то на краю поля ($\beta = 10^{\circ}$) звездные спектрики (от C до F) видны глазу под углом 9.'4, т. е. под слишком большим и явно различимым углом. Поэтому края поля зрения не могут быть использованы для ответственных наблюдений, и только в центральной части поля зрения, с углом β не более 3—5°, хроматизм увеличения не снижает заметно качества изображения.

Мысль первых оптиков была направлена прежде всего к тому, чтобы устранить в окуляре наиболее вредную для инструментов того времени аберрацию: хроматизм увеличения.

Б) Окуляр Гюйгенса. Такой окуляр изображен на рис. 180 и состоит из двух плоско-выпуклых (или иной формы) линз, разделенных значительным воздушным промежутком Δ. Обозначив через f_I и f_{II} фокусные расстояния линз I и II и через φ — фокусное расстояние окуляра, мы можем написать согласно выражению (211)

$$\varphi = \frac{f_I f_{II}}{f_I + f_{II} - \Delta}. \qquad (481)$$

Если у первой и второй линз числа Аббе соответственно равны ν_I и ν_{II} и если формула (481) представляет фокусное расстояние

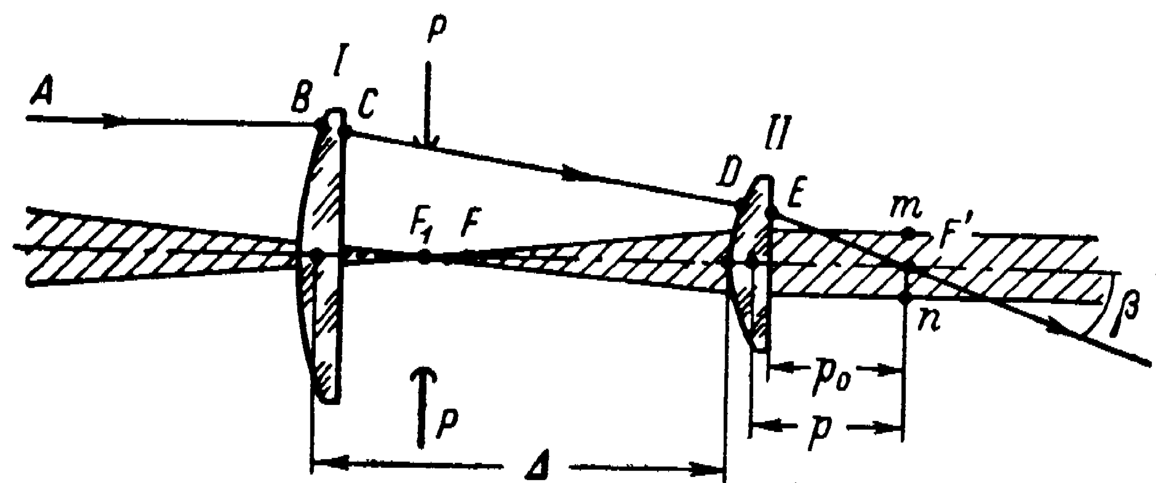


Рис. 180.

окуляра, например для лучей F, то для лучей C фокусное расстояние окуляра равно

$$\varphi_C \approx \frac{f_I\left(1+\frac{1}{\nu_I}\right) f_{II}\left(1+\frac{1}{\nu_{II}}\right)}{f_I\left(1+\frac{1}{\nu_I}\right)+f_{II}\left(1+\frac{1}{\nu_{II}}\right)-\Delta} \approx$$

$$\approx \varphi_F\left\{1+\frac{f_I\nu_I + f_{II}\nu_{II} - \Delta(\nu_I+\nu_{II})}{\nu_I\nu_{II}(f_I+f_{II}-\Delta)}\right\}. \qquad (482)$$

Фокусные расстояния φ_C и φ_F равны, а хроматизм увеличения исправлен, если

$$\Delta = \frac{f_I\nu_I + f_{II}\nu_{II}}{\nu_I + \nu_{II}}. \qquad (483)$$

От этого общего случая исправления хроматизма увеличения переходим к частному, обычно используемому на практике случаю, когда обе линзы изготовлены из одного сорта стекла ($\nu_I = \nu_{II}$). Для этого случая выражение (483) принимает вид

$$\Delta = \frac{f_I + f_{II}}{2}, \qquad (484)$$

т. е. для исправления хроматизма увеличения промежуток между линзами должен быть равен полусумме их фокусных расстояний.

Формула (212) позволяет определить для таких окуляров последний отрезок p в виде

$$p = \frac{f_{II}(f_I - f_{II})}{f_I + f_{II}}. \qquad (485)$$

Рабочее расстояние p_0 получается путем вычитания из p приблизительно $^2/_3$ толщины второй линзы, в случае ее формы, изображенной на рис. 180.

В окуляре Гюйгенса может быть выполнено условие (484), а потому он может быть освобожден от хроматизма увеличения. В окуляре Гюйгенса $f_I > f_{II}$, а потому $f_I > \Delta > f_{II}$. Так как из глазной линзы должны выйти параллельные пучки, то изображение, построенное объективом+линзой I, должно совпадать с передним фокусом F_1 глазной линзы; в этой же плоскости устанавливается и диафрагма P—P поля зрения.

Фокус объектива расположен в точке F, но линза I переносит его из F в F_1. На рисунке показан (штриховкой) ход осевого пучка через окуляр. Кроме того, прочерчен ход главного луча $ABCDEF'$, ограничивающего поле зрения и определяющего его угол β и положение выходного зрачка mn. Если f объектива значительно больше φ окуляра, то луч AB близок к параллельному оси, а окулярный кружок практически совпадает с задней фокальной плоскостью окуляра.

Можно рекомендовать следующую конструкцию окуляра Гюйгенса, вычисленного в ГОИ и проверенного в работе:

$$\left.\begin{array}{ll} I\left\{\begin{array}{l} R_1 = +10.815, \\ R_2 = \infty, \end{array}\right. & d_1 = 1.05 \text{ (К8)}, \\ & \Delta = 11.1, \\ II\left\{\begin{array}{l} R_3 = +4.325, \\ R_4 = \infty, \end{array}\right. & d_2 = 0.9\text{[illegible] (К8)}, \\ \varphi = 10.01, \quad s = -4.08, & s' \approx p_0 = 3.78, \\ f_I = 20.945, \quad f_{II} = 8.375. & \end{array}\right\} \qquad (486)$$

В этом окуляре очень велика сферическая аберрация: она почти в 2 раза больше, чем в эквивалентном однолинзовом окуляре рис. 179, *а*. Хроматизм положения также очень велик: он на ~20% больше, чем в том же однолинзовом окуляре. Хроматизм увеличения не вполне исправлен. Астигматизм окуляра весьма мал, и в этом смысле окуляр Гюйгенса совершеннее многих других сложных ахроматических окуляров. В то же время кривизна поля в окуляре очень велика и имеет направление, обратное направлению кривизны поля обычных объективов-ахроматов или параболического зеркала; поэтому для наблюдения объектов вблизи края поля зрения окуляр Гюйгенса приходится заметным образом перефокусировать, вдвигая его внутрь трубы, т. е. приближая к объективу. В отношении дисторсии окуляр Гюйгенса достаточно благополучен и уступает лишь некоторым

специальным типам окуляров с уменьшенной дисторсией. Рабочее расстояние p_0 в окуляре Гюйгенса мало (порядка 38% фокусного расстояния), а потому окуляры Гюйгенса малого фокусного расстояния лишены практического интереса.

В) Окуляр Рамсдена. Приняв $f_{\text{I}}=f_{\text{II}}$, находим по формулам (484) и (481) условие для окуляра Рамсдена, свободного от хроматизма увеличения:

$$\Delta = f_{\text{I}} = f_{\text{II}} = \varphi. \qquad (487)$$

Для уменьшения аберраций наклонных пучков применяем конструкцию, изображенную на рис. 181. Как видим, в таком окуляре диафрагма поля зрения ($P-P$) совмещена с внутренней

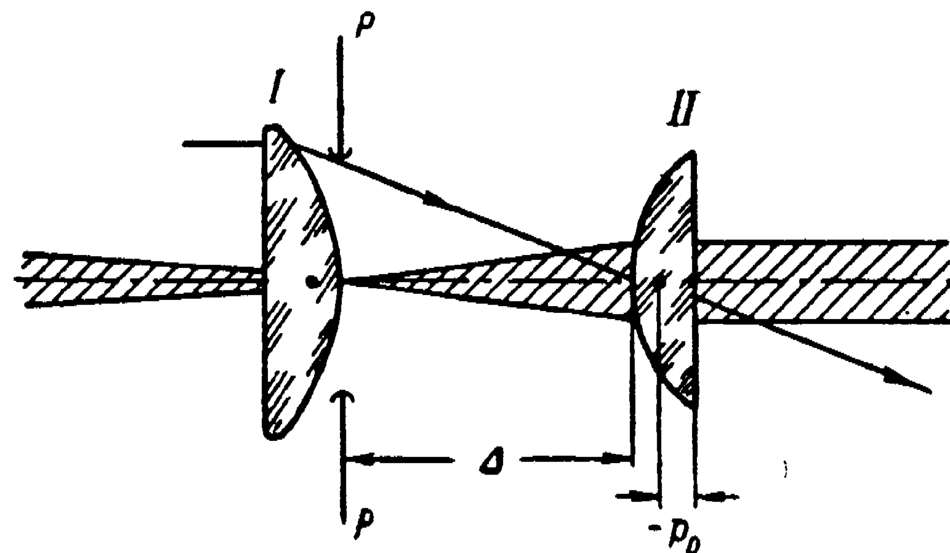


Рис. 181.

поверхностью линзы I, что невыгодно, так как каждая пылинка или царапинка на этой поверхности линзы оказывается сфокусированной для глаза наблюдателя. Кроме того, рабочее расстояние p_0 имеет отрицательную величину, а значит, глазной зрачок не может быть совмещен с окулярным кружком.

Для устранения указанных двух недостатков конструктор вынужден идти на компромисс и отступать от условия (487), беря $\Delta < f_{\text{I}}=f_{\text{II}}$. Но при этом оказывается невыполненным и условие (484), в силу чего такой окуляр Рамсдена страдает хроматизмом увеличения: меньшим, чем однолинзовый окуляр, но все же значительным.

В окуляре Рамсдена компромиссной конструкции обычно принимают для Δ/f_{I} значения, заключенные между $^2/_3$ и $^3/_4$; при этом, как правило, $f_{\text{I}}=f_{\text{II}}$, а линзы окуляра плоско-выпуклые и повернуты выпуклыми поверхностями друг к другу. Формулы (481) и (212) позволяют вычислить фокусное расстояние и положение окулярного кружка для любых конструкций окуляра Рамсдена.

Приведем конструктивные элементы одного из окуляров Рамсдена, рассчитанного в ГОИ:

$$\left.\begin{array}{l}
\text{I}\left\{\begin{array}{ll} R_1=\infty, & d_1=1.42\ (\text{К8}), \\ R_2=-6.97, & \end{array}\right. \\
\qquad\qquad\qquad\quad \Delta=8.79, \\
\text{II}\left\{\begin{array}{ll} R_3=+6.97, & d_2=0.93\ (\text{К8}), \\ R_4=\infty, & \end{array}\right. \\
\varphi=10.0,\quad s=2.55,\quad s'\approx p_0=2.87, \\
\qquad f_{\text{I}}=f_{\text{II}}=13.5.
\end{array}\right\} \qquad (488)$$

Если сравнить окуляр Рамсдена с окуляром Гюйгенса, то в первом хроматизм положения уменьшен более чем в $1^1/_2$ раза, сферическая аберрация уменьшена почти в 4 раза, кривизна поля близка к нулю. С другой стороны, астигматизм возрос приблизительно в 4 раза (при одинаковых полях $2\beta=40°$), а повышенный хроматизм увеличения дает себя чувствовать при больших размерах поля. Дисторсия обоих окуляров приблизительно одинаковая как по величине, так и по знаку. Рабочее расстояние в окуляре Рамсдена очень мало, даже при компромиссной его конструкции.

Окуляр Рамсдена, как и все последующие окуляры, которые здесь будут рассмотрены, имеет то преимущество перед окуляром Гюйгенса, что его передний фокус лежит перед первой линзой, где можно расположить крест нитей, сетку или нити микрометра и пользоваться ими для измерительных целей. В окуляре Гюйгенса пришлось бы расположить нити микрометра между первой и второй линзами, но в таком случае аберрации первой линзы и прежде всего ее дисторсия внесли бы в измерения значительные ошибки, не поддающиеся строгому учету.

Сравнение двух простейших конструкций окуляров (Гюйгенса и Рамсдена) позволяет читателю решить вопрос о рациональном выборе конструкции в отдельных случаях.

Г) Окуляр Кельнера. Если в окуляре Рамсдена усложнить конструкцию и заменить одиночную глазную линзу двойной склеенной, то в таком окуляре, называемом окуляром Кельнера, заметно уменьшится хроматизм увеличения и хроматизм положения, несколько уменьшатся сферическая аберрация и астигматизм и очень мало уменьшится дисторсия.

Для окуляра Кельнера (рис. 182) можно привести следующие конструктивные элементы из расчетов ГОИ:

$$\left.\begin{array}{l}
\text{I}\left\{\begin{array}{ll} R_1=\infty, & d_1=2.12\ (\text{К8}), \\ R_2=-9.772, & \end{array}\right. \\
\qquad\qquad\qquad\quad d_2=6.75\ (\text{воздух}), \\
\text{II}\left\{\begin{array}{ll} R_3=+9.296, & d_3=2.64\ (\text{ТК2}), \\ R_4=-5.284, & d_4=0.68\ (\text{Ф2}), \\ R_5=-23.904, & \end{array}\right. \\
\varphi=10.0,\quad s=3.02,\quad s'\approx p_0=4.51.
\end{array}\right\} \qquad (489)$$

В окуляре Кельнера рабочее расстояние больше, чем в окулярах Гюйгенса и тем более Рамсдена, но все же оно еще слишком мало для сильных окуляров.

Д) Симметричный окуляр. При достаточной простоте конструкции этот окуляр обладает достаточно большим

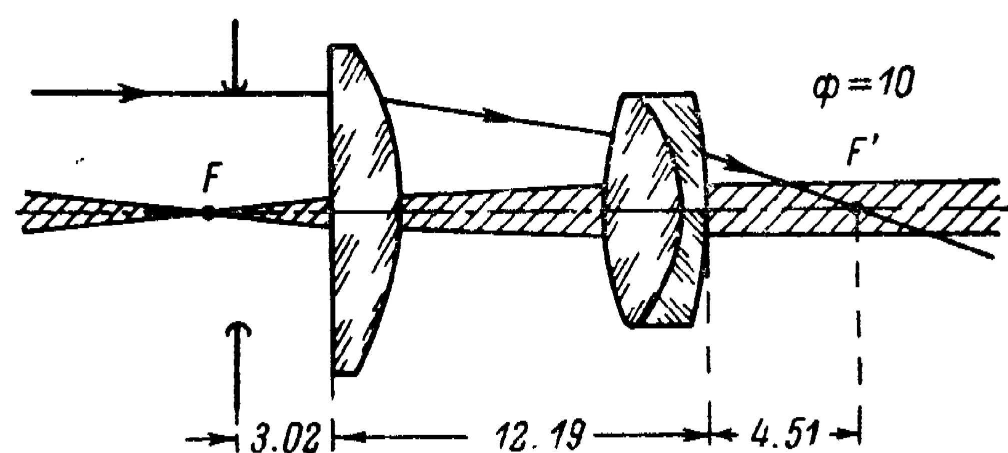


Рис. 182.

рабочим расстоянием и удовлетворительно исправленной сферической аберрацией. Как и окуляр Кельнера, он может быть осуществлен с плоским полем при астигматизме того же порядка, что и в окуляре Кельнера. Можно за счет увеличения астигматизма рассчитать такой симметричный окуляр, в котором дистор-

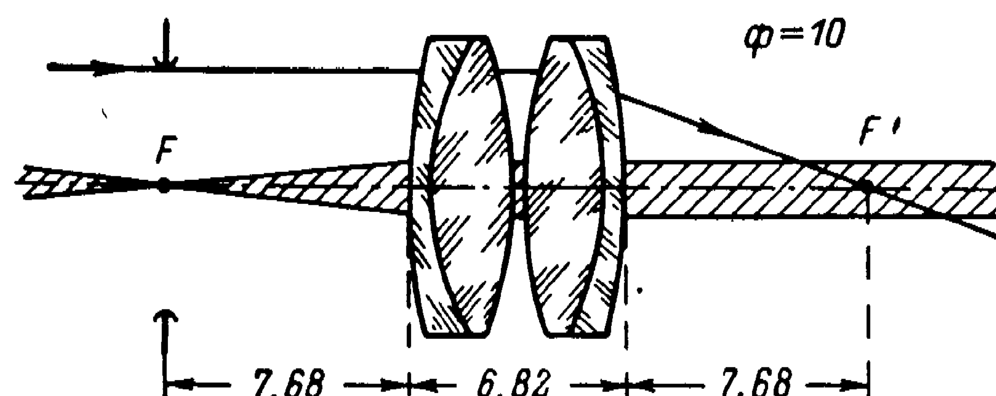


Рис. 183.

сия будет столь же мала, что и в «ортоскопическом» окуляре, а потому вместо более сложного по конструкции ортоскопического окуляра есть смысл пользоваться окуляром симметричным, обладающим к тому же меньшей сферической аберрацией.

Для симметричного окуляра (рис. 183) можно рекомендовать следующую конструкцию из расчетов ГОИ:

$$\left.\begin{array}{ll} \mathrm{I}\left\{\begin{array}{l} R_1=+30.028, \\ R_2=+\ 9.196, \\ R_3=-12.036, \end{array}\right. & \begin{array}{l} d_1=0.664\ (\Phi 2), \\ d_2=2.664\ (\text{К}8), \\ d_3=0.168\ (\text{воздух}), \end{array} \\ \mathrm{II}\left\{\begin{array}{l} R_4=+12.036, \\ R_5=-\ 9.196, \\ R_6=-30.028, \end{array}\right. & \begin{array}{l} d_4=2.664\ (\text{К}8), \\ d_5=0.664\ (\Phi 2), \end{array} \\ \phi=10.0,\quad s=7.68,\quad s'\approx p_0=7.68. & \end{array}\right\} \qquad (490)$$

Рабочее расстояние в симметричном окуляре составляет около 77% фокусного расстояния окуляра, а потому наблюдение не затруднено даже при малых значениях ϕ, т. е. при сильных окулярах.

Е) Окуляр с вынесенным зрачком. При особо сильных окулярах с фокусным расстоянием от ~ 7 до ~ 3.5 мм рабочее расстояние симметричного окуляра оказывается недостаточным для удобного наблюдения, а потому разработаны различные конструкции окуляров с сильно вынесенным окулярным кружком, позволяющие при малом ϕ иметь значительное p_0.

Оказывается, что можно осуществить весьма простую конструкцию такого окуляра, обладающего при этом почти идеаль-

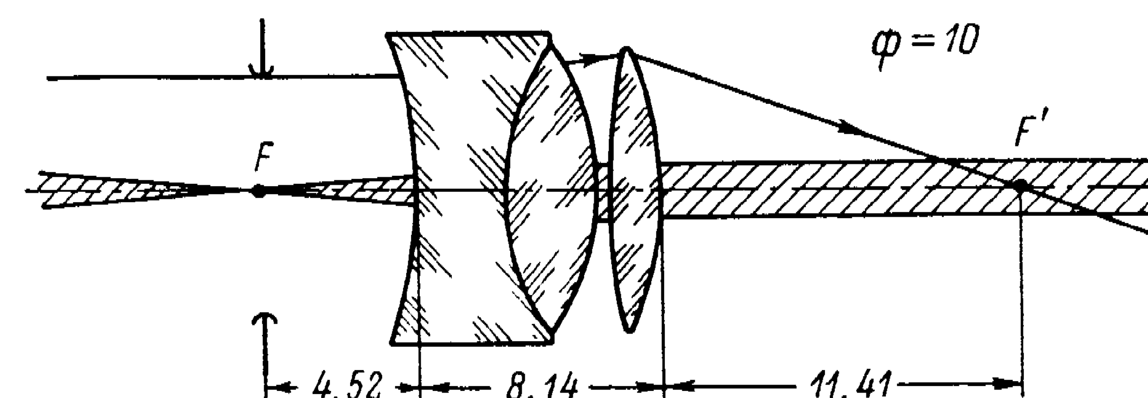


Рис. 184.

ным исправлением сферической аберрации, малым хроматизмом, малым астигматизмом, почти плоским полем, но, к сожалению, значительной дисторсией, не представляющей, впрочем, особых неприятностей для астрономических наблюдений.

На рис. 184 изображен такой окуляр расчета ГОИ, конструктивные элементы которого приводятся ниже:

$$\left.\begin{array}{ll} \mathrm{I}\left\{\begin{array}{l} R_1=-18.544, \\ R_2=+\ 9.104, \\ R_3=-\ 7.452, \end{array}\right. & \begin{array}{l} d_1=3.08\ (\text{ТФ}4), \\ d_2=2.92\ (\text{К}8), \\ d_3=0.30\ (\text{воздух}) \end{array} \\ \mathrm{II}\left\{\begin{array}{l} R_4=+24.224, \\ R_5=-10.192, \end{array}\right. & d_4=1.84\ (\text{К}8), \\ \phi=10.0,\quad s=4.52,\quad s'\approx p_0=11.41. & \end{array}\right\} \qquad (491)$$

В этом окуляре рабочее расстояние составляет 114% фокусного расстояния. Отличное исправление сферической аберрации позволяет использовать данный окуляр для наиболее светосильных объективов.

Не будем перечислять и описывать другие многочисленные конструкции окуляров, так как и из приведенных выше всегда можно выбрать достаточно хорошее решение для каждого частного случая.

При таком выборе будем руководствоваться следующими соображениями,

1) Окуляры с фокусными расстояниями меньше 5—7 мм желательны типа с «вынесенным зрачком».

2) Окуляры с фокусным расстоянием меньше 10—14 мм и с удовлетворительным исправлением дисторсии желательны типа «симметричных».

3) Для светосильных и сверхсветосильных объективов наилучшим типом оказывается окуляр с вынесенным зрачком, а затем идут типы окуляров в следующей последовательности: симметричный, Кельнера, Рамсдена, одиночная линза, Гюйгенса.

4) Все окуляры, кроме одиночной линзы и окуляра Гюйгенса, могут быть рассчитаны с достаточно плоским полем.

5) Астигматизм лучше всего исправлен в окуляре Гюйгенса, а затем в окуляре с вынесенным зрачком.

6) Дисторсия наибольшая (если не считать одиночной линзы) — в окуляре с вынесенным зрачком и наименьшая — в симметричном окуляре специального расчета.

7) Хроматизм увеличения достаточно мал во всех окулярах, кроме окуляра Рамсдена, где он недоисправлен, и одиночной линзы, где он вовсе не исправлен. Хроматизм увеличения особенно хорошо исправлен в окуляре с вынесенным зрачком.

8) В отношении простоты конструкции и изготовления окуляры можно разделить на три группы: а) одиночная линза; б) окуляры Рамсдена и Гюйгенса; в) окуляры Кельнера, симметричный и с вынесенным зрачком.

9) В отношении светопотерь наилучшим окуляром является одиночная линза; все же остальные окуляры между собой приблизительно равноценны (четыре отражающие поверхности воздух—стекло). Имеется несколько возможностей, сохранив положительное свойство однолинзового окуляра, повысить его оптические качества, но все такие усложненные однолинзовые окуляры обладают малым полем зрения, а потому мы и не приводим здесь их конструкции, за исключением одной, о которой будет сказано ниже.

10) Чрезмерно большое поле зрения окуляра не оправдано не только потому, что этого не допустят аберрации наклонных пучков, но также и потому, что глаз с одного положения все равно не охватит такого поля. Практика устанавливает, что нет особого смысла добиваться полей бо́льших, чем $2\beta=40°$ или $2\beta=45°$. Все перечисленные выше окуляры, кроме однолинзового и, может быть, Рамсдена, позволяют осуществить такие поля.

Для дальнейшего увеличения угла поля зрения пришлось бы усложнять конструкцию окуляра (широкоугольные окуляры), вводя в него третий линзовый элемент и вместе с тем повышая светопотери на отражение и увеличивая число вредных рефлексов от поверхностей линз.

В одном лишь случае можно рекомендовать широкоугольный окуляр: это случай кометоискателя. Но так как рефлексы и лишние светопотери несомненно вредны для кометоискателя, а высокой разрешающей силы от него не требуется, то наилучшим широкоугольным окуляром для кометоискателя мог бы явиться окуляр типа Рамсдена с одной асферической поверхностью.

Выше было упомянуто о возможности улучшения аберрационных свойств однолинзового окуляра путем усложнения его конструкции. В 1936 г. мной был предложен, а затем в ГОИ был вычислен и осуществлен м о н о ц е н т р и ч е с к и й окуляр простейшей конструкции (рис. 185). Все три поверхности линз имеют своими центрами общую точку O, почему и окуляр называется моноцентрическим. Благодаря этому свойству окуляр имеет не одну ось симметрии, как обычно, а бесчисленное множество осей, каждая из которых проходит через точку O. Поэтому

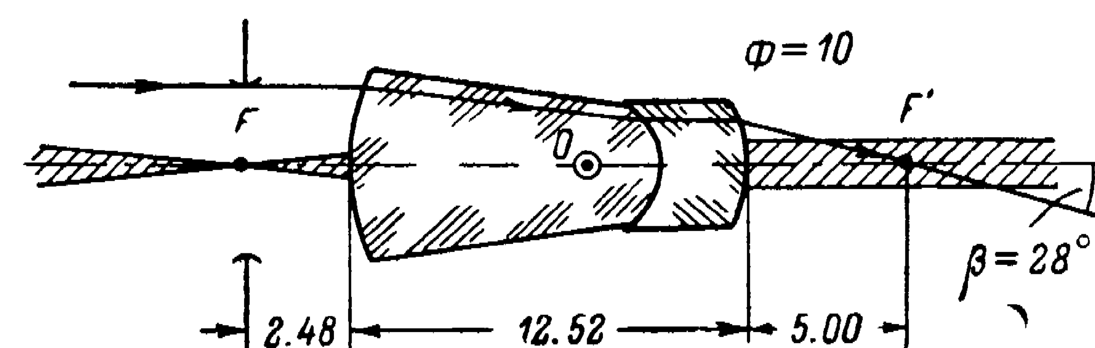


Рис. 185.

окуляр может быть грубо центрирован относительно оси объектива; его без вреда для качества изображения можно наклонять к оси объектива на значительные углы и, в частности, производить некоторые наблюдения в лабораторной обстановке, держа окуляр в руке перед глазом, как это часто приходится делать при оптических контрольных испытаниях. К сожалению, поле зрения этого окуляра не превышает 25—30°; исправление же аберраций и особенно сферической в нем очень хорошее.

Ниже приводятся конструктивные элементы такого окуляра:

$$\left.\begin{array}{l} \mathrm{I}\left\{\begin{array}{ll} R_1=+7.52, & \\ & d_1=9.72\ (\text{К8}), \\ R_2=-2.20, & \\ & d_2=2.80\ (\text{ТФ1}), \\ R_3=-5.00, & \end{array}\right. \\ \phi=10.0,\quad s=2.48,\quad s'\approx p_0=5.00. \end{array}\right\} \qquad (492)$$

Чтобы закончить сопоставление окуляров различных характерных конструкций, обратимся к рис. 186.

На рис. 186 изображены 7 окуляров одинакового фокусного расстояния: *а* — однолинзовый, *б* — Гюйгенса, *в* — Рамсдена, *г* — Кельнера, *д* — симметричный, *е* — с вынесенным зрачком, *ж* — моноцентрический. Их передние фокусы F, расположенные на одной вертикали, должны быть совмещены с фокусом объектива. В плоскости переднего фокуса (за исключением окуляра Гюйгенса) устанавливается окулярная диафрагма, ограничивающая поле зрения. В плоскости заднего фокуса F', или, вернее,

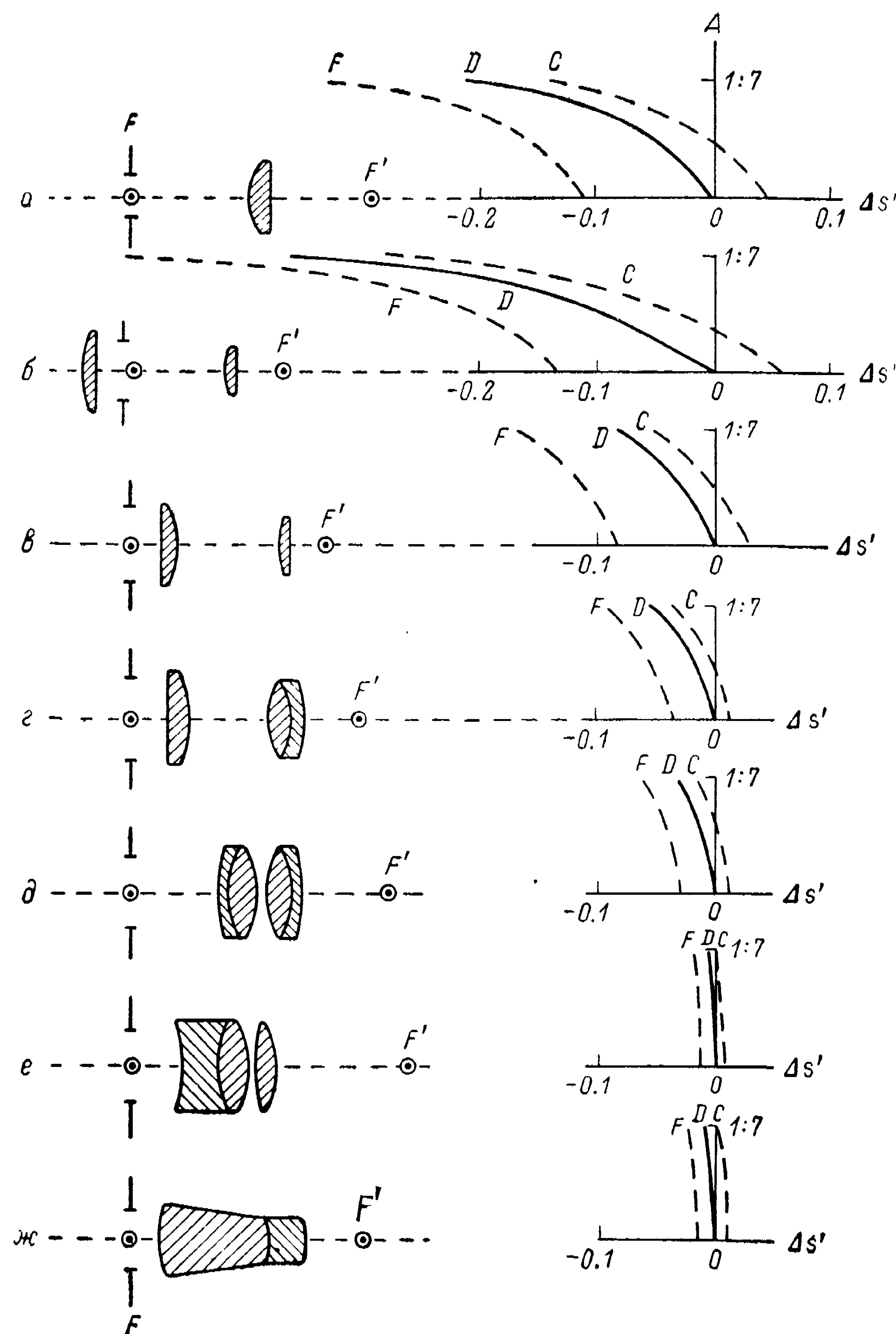


Рис. 186.

в непосредственной близости к этой плоскости, расположен окулярный кружок, а вместе с тем и зрачок глаза наблюдателя.

В правой половине рисунка изображены кривые сферической аберрации в обратном ходе лучей для лучей C, D и F, а вместе с тем и хроматизм положения для тех же семи окуляров. При этом для каждого из окуляров принято фокусное расстояние $\varphi=10$ мм, а относительное отверстие действующих пучков (т. е. объектива) доведено до значения $A=1:7$.

Как видим, наилучшим окуляром оказывается окуляр с вынесенным зрачком, и если бы не его значительная дисторсия, он вытеснил бы собою все остальные окуляры. Объем книги не позволяет привести сравнительных кривых дисторсии, астигматизма и кривизны поля различных типов окуляров, а потому ограничимся сделанной ранее качественной характеристикой этих аберраций.

По тем же причинам здесь не рассматриваются земные окуляры и окуляр-микроскопы, которые к тому же в малой степени интересны для астрономических наблюдений.

В заключение приведем в табл. 75 рекомендуемый набор окуляров, пригодных для любого хорошего визуального инструмента.

Таблица 75

φ (фокус окуляра), мм	3.5	5	7	10	14	20	28	40	56
Тип окуляра	*е**	*е**	*е**; *д*	*е*; *д**	*е*; *д**	*д**; *г*	*д**; *г*	*г**	*г*
S' (последний отрезок), мм	4.0	5.7	8.0; 5.4	11.4; 7.7	16.0; 10.8	15.4; 9.0	21.5; 12.6	18.0	25.2

Примечание. Типы окуляров (рис. 186): *г* — Кельнера, *д* — симметричный, *е* — с вынесенным зрачком.

У всех этих окуляров угол поля зрения 2β может достигать 40—45°.

Сочетая окуляр фокусного расстояния φ с объективом относительного отверстия A, получаем зрачок выхода d для визуального инструмента. Очевидно:

$$d=\varphi A. \tag{493}$$

Поэтому табл. 76 позволяет подобрать φ окуляра в зависимости от A объектива и желательного зрачка выхода d.

Например, мы построим менисковый телескоп системы Кассегрена с относительным отверстием $A=1:7$ и снабдим его набором из восьми окуляров, отмеченных в табл. 75 и 76 звездочками.

При этом наименьшее рабочее расстояние самого сильного окуляра равно 4 мм, а наибольшее фокусное расстояние самого слабого окуляра равно 40 мм.

Таблица 76

$d = \varphi$ (*ф*, *A*)

A	*ф*, мм								
	3.5	5	7	10	14	20	28	40	56
1 : 3.5	1.0	1.4	2.0	2.8	4.0	5.6	—	—	—
1 : 5	0.7	1.0	1.4	2.0	2.8	4.0	5.6	—	—
1 : 7	0.5*	0.7*	1.0*	1.4*	2.0*	2.8*	4.0*	5.6*	—
1 : 10	0.35	0.5	0.7	1.0	1.4	2.0	2.8	4.0	5.6
1 : 14	—	0.35	0.5	0.7	1.0	1.4	2.0	2.8	4.0
1 : 20	—	—	0.35	0.5	0.7	1.0	1.4	2.0	2.8

Такие окуляры удобны в работе, достаточно просты в изготовлении и обеспечивают весь интересный для наблюдений диапазон зрачков выхода — от 0.5 до 5.6 мм.

ПРЕДМЕТНЫЙ И ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аберрации 17
— поперечные 172
— третьего порядка 25, 261
Аберрация волновая 108, 109, 173, 259
— продольная 18, 108, 260
— сферическая 18, 24, 108, 170
— — одиночного зеркала 178, 179
— сферохроматическая 206, 270
— угловая 108, 172, 259
— хроматическая 23, 206, 212
Автоколлимационная схема исследования 365
Адаптация глаза 153
Аккомодация глаза 146
Алюминирование зеркал 288
Аметропия 75, 373
Андрэ 40
Апланат 19, 224, 238, 271, 311
Апланатические точки 171
Апохромат 234, 247, 250, 251
Астигматизм 20, 24, 189, 238
Астигматическая разность 20, 112, 191
Астигматический пучок 19
Асферическая поверхность 173
Асферичность 173
Атмосферные помехи 117—130

Бегущие тени 119
Безаберрационная поверхность 170

Вторичный спектр 225, 270, 276
Входной и выходной зрачок 61

Гауссова оптика 17
Гевелий И. 213
Гершель В. 184, 295, 298
Гидирование 285
Главная точка 200, 201
Глаз 60, 136—148, 372—376
Гюйгенс Х. 28, 213
Гюйгенса—Френеля принцип 28

Далла—Киркхема (Максутова) система 309
Данжон А. 4, 67, 72, 84, 92, 94, 113, 117, 123, 156, 222, 297
Действующее отверстие 61
Декарт Р. 213, 214
Дефокусировка 34, 102
Диафрагма 62
Диоптрия 147
Дисперсия света 365
— средняя 207
Дисторсия 22, 238
Дифракционное изображение 29, 38—50, 67
Драйтон 287
Дублет 243, 300

Закон смещения Вина 268
— четвертой степени косинуса полевого угла 83
Зеркало вторичное 299
— главное 299
— параболическое 185—192, 222
— плоское 286
— сферическое 183, 184, 193
Зона 17
Зональная аберрация 18
Зрачок выхода 61—63

Камера-обскура 14
Кассини Д. 213
Катадиоптрические системы 323
Клин 365
Коллиматор 358, 364
Кома 18, 19, 24, 185—188
Коммона схема исследования 369
Компенсационный принцип 306
Контрастная чувствительность глаза 50, 153
Коррекция визуальная 208, 227
— фотографическая 209
Коэффициент дисперсии 208

Кретьен Г. 313
Кривая видимости 150
Кривизна поля 21, 24, 189, 238
Критерий Рэлея 106
Кружок дифракционный 29, 33
— наименьшего рассеяния 18
— Рамсдена (окулярный) 63
— хроматический 23, 212
Кудер А. 4, 6, 67, 72, 84, 92, 94, 113, 117, 123, 156, 222, 297, 313

Либих Ю. 287
Линза безаберрационная 203—205
— бесконечно тонкая 194
— Пиацци-Смита 313, 359
— плоско-выпуклая 204
— с наименьшей сферической аберрацией 196
Ломоносов М. В. 347

Мениск 197
— анаберрационный 198
— афокальный 198
— ахроматический 334, 336
— концентрический 198
— равной кривизны 197, 198
«Менисковый брахит» 354
«— Гершель» 347
«— Грегори» 351, 353, 358
«— Кассегрен» 349, 389
«— Мерсен» 347, 358
«— Ньютон» 346
«— Росс» 356
«— Шмидт» 354
Мерцания звезд 119, 120

Наттинг 152
Ньютон И. 208, 346

Объектив анастигмат 281
— апланат 221, 224, 271
— ахроматический 214—220, 226—233, 271
— Гершеля 222, 223
— идеальный 15
— Кларка 268
— Клеро 220—22
— Литтрова 222
— Петцваля 278
— полуапохромат 234
— стигматичный 302
— тессар 283
— триплет Тейлора 241, 281
— фотографический 237
— Фраунгофера 222, 223
— целор Герца 283
— Эйлера 222, 223
Окуляр 61, 372
— Гюйгенса 380, 388
— Кельнера 383, 388
— моноцентрический 387, 388
— однолинзовый 376, 388
— Рамсдена 382, 388
— с вынесенным зрачком 385, 388
— симметричный 384, 388
Оптика Гаусса 17
Освещенность 69
Ось оптическая 169
Относительное отверстие 24, 32
Ошибки изготовления оптики 114—116, 367—372

Параболоид вращения 179—181, 284, 297
Парадокс Максутова 134
Параксиальные лучи 17
Петцваль И. 278
Пластина плоскопараллельная 391
Плоскость, преломление и отражение 172, 177, 360
— Гаусса 17
— кружка наименьшего рассеяния 18
— фокусировки 21, 110, 185, 261
Плотность фотографическая 79
Последний отрезок 203
— угол 265
Призма 42, 357
— полного внутреннего отражения 287, 362
Проницающая сила телескопа 77, 92

Разрешаемое расстояние 87
Разрешающая сила 50
— — глаза 50, 68, 155
— — фотослоя 87
Ретушь 258
Рефлектор 256
Рефрактор 229, 256
Рефракция случайная 126
Рождественский Д. С. 106
Русинов М. М. 83
Рэлей Дж. 40, 106

Светопотери в оптике 72, 95
Светосила 82
Свиль 132
Серебрение зеркал 287
Система афокальная 203, 311
— Росса 324
— Чуриловского 326
— Шмидта 83, 305, 324, 326
Системы Максутова менисковые 83, 199, 257, 333
— рефлекторов классические 303
— — предфокальные 300
— — удлиняющие 300
— — укорачивающие 300
Спектрограф 42
Стекло крон 94, 226—232
— курцфлинт 233
— лангкрон 233
— флинт 94, 226—232
— увиолевое 95
Стронг Д. 288
Струве Г. 40
Сфера сравнения, ближайшая 110, 174, 182
Схема Коммона 369

Тейлор Г. 241, 251, 281
Телеобъектив зеркальный 246, 300
— обращенный 246, 301
Телескоп апланатический 311
— Грегори 303, 305
— Кассегрена 303, 305, 349
— кольцевой; с планоидным вторичным зеркалом 293, 319
— Ломоносова—Гершеля 295
— Мерсена 301, 303, 306, 311
— Ньютона 291
Теневой метод контроля 134
Тессар 283
Триплет 270, 281
Тудоровский А. И. 31

Увеличение 60
Угол дисперсии клина 367
— наименьшего отклонения 366
— разрешения 53, 56
— турбуленции 120
Условие изопланатизма Штебле—Лигоцкого 339

Фокали 20
Фокусное расстояние 15
Форстер И. 354
Фотографическая диффузия 85
Фрич К. 354
Фуко Л. 287

Характеристическая кривая негатива 79
Хроматизм 23, 206
— положения 23, 24, 206, 211
— увеличения 24, 27, 206, 266
Хроматическая кривая 85, 97, 227

Центрированная система линз 202

Число Аббе 208
Чувствительность глаза контрастная 50
Чуриловский В. Н. 319, 326, 356

Шварцшильд К. 313
Шмидта камера 83
Шорт Т. 298

Экранирование диагональным зеркалом 286, 288
Эксцентриситет 180, 300
Эллипсоид вращения 180
Эстерберг 161

Яркость 68, 71

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие [к первому изданию] 3
Предисловие ко второму изданию 5
Д. Д. Максутов (1896—1964) 6

Часть I

ТЕОРИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ

1. Геометрическая оптика. Идеальный объектив 13
2. Обзор аберраций 17
3. Физическое изображение точки 28
4. Частные случаи дифракционных изображений 38
5. Предельная видимость деталей. Разрешающая сила 50
6. Увеличение телескопа 60
7. Яркость для протяженных объектов и для звезд 68
8. Астрофотография 78
9. Аберрации и качество фотографического изображения 93
10. Аберрации и качество визуального изображения 106
11. Неоднородности оптических сред 116
12. Глаз и зрение 144

Часть II

ОПТИКА АСТРОНОМИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

13. Преломление и отражение на сферической и асферической поверхности. Зеркала 169
14. Линзы 193
15. Хроматизм. Ахроматический объектив 206
16. Вторичный спектр. Объективы с уменьшенным вторичным спектром 225
17. Двухкомпонентные системы. Апохроматы Тэйлора 241
18. Остаточные аберрации объективов. Сложные объективы 258
19. Простые системы зеркальных телескопов 284
20. Сложные системы зеркальных телескопов 299
21. Апланатические системы из двух неплоских зеркал 311
22. Катадиоптрические системы. Система Шмидта 323
23. Менисковые системы автора 331
24. Преломление и отражение на плоскостях. Призмы. Плоские зеркала 360
25. Окуляры 372

Предметный и именной указатель 391